

ЭЛЕКТРИЧЕСТВО

1970



ИЗДАТЕЛЬСТВО «ЭНЕРГИЯ»

5

ОРГАН АКАДЕМИИ НАУК СССР, ГОСУДАРСТВЕННОГО КОМИТЕТА
СОВЕТА МИНИСТРОВ СССР ПО НАУКЕ И ТЕХНИКЕ, ЦК НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКОГО ОБЩЕСТВА
ЭНЕРГЕТИКИ И ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ

Да здравствует 1 Мая — День международной солидарности
трудящихся в борьбе против империализма, за мир, демо-
кратию и социализм!

УДК 621.311.003.1

Определение затрат на топливо с учетом пуска и останова агрегатов

Инж. А. И. ЛАЗЕБНИК

Энергетический институт им. Г. М. Кржижановского

При оптимизации развития энергосистем возникает задача определения затрат на топливо, решение которой обычно сводится к расчету типовых суточных графиков распределения нагрузки в системе. Наиболее сложным при этом является выбор оптимального состава работающих агрегатов в каждый момент времени, т. е. выбор наивыгоднейших моментов пуска и останова агрегатов. Точное решение этой задачи является очень сложным и трудоемким, поэтому представляют интерес приближенные методы, которые давали бы достаточно хорошую оценку значения расхода топлива при оптимальном составе оборудования и не требовали бы слишком громоздких вычислений.

Рассмотрим энергосистему, содержащую n агрегатов (блоков), каждый из которых может быть отключен ($P_j=0$) или включен, причем во включенном состоянии мощность j -го агрегата может изменяться от P_j^{\min} до P_j^{\max} , а его расходная характеристика представляется выпуклой функцией $\tilde{B}_j(P_j)$ ($j = 1, 2, \dots, n$). Оптимизация распределения мощностей с выбором оптимального состава заключается в минимизации функционала

$$\int_0^T \sum_{j=1}^n \bar{B}_j(P_j) dt + \sum_{j,t} B_j^{\text{пуск}}(t_{ji}^{\text{пр}}), \quad (1)$$

где

$$\bar{B}_j(P_j) = \begin{cases} 0 & \text{при } P_j = 0; \\ \tilde{B}_j(P_j) & \text{при } P_j^{\min} \leq P_j \leq P_j^{\max}; \end{cases}$$

$B_j^{\text{пуск}}(t_{ji}^{\text{пр}})$ — зависимость пусковых расходов от дли-

тельности простоя для j -го агрегата; $t_{ji}^{\text{пр}}$ — длительность i -го простоя j -го агрегата.

В общем случае, когда пусковые расходы $B_j^{\text{пуск}}(t_{ji}^{\text{пр}})$ являются нелинейными функциями длительности простоя агрегатов, оптимальный состав агрегатов в данный момент зависит не только от нагрузки системы в этот момент, но также и от нагрузок в другие отрезки времени. Однако во многих случаях зависимость пусковых расходов от длительности простоя может быть приближенно представлена в виде линейной функции $B_j^{\text{пуск}}(t_{ji}^{\text{пр}}) = a_j t_{ji}^{\text{пр}}$ [Л. 1], что позволяет упростить задачу, так как при этом оптимальный состав агрегатов становится однозначной функцией нагрузки системы в данный момент времени, а не зависит от всего графика нагрузки системы. В этом случае выражение (1) записывается в виде:

$$\int_0^T \sum_{j=1}^n [\bar{B}_j(P_j) + a_j Y_j(P_j)] dt = \int_0^T \sum_{j=1}^n B_j(P_j) dt, \quad (2)$$

где

$$Y_j(P_j) = \begin{cases} 1 & \text{при } P_j = 0; \\ 0 & \text{при } P_j^{\min} \leq P_j \leq P_j^{\max}. \end{cases}$$
$$B_j(P_j) = \bar{B}_j(P_j) + a_j Y_j(P_j) =$$
$$= \begin{cases} a_j & \text{при } P_j = 0; \\ \tilde{B}_j & \text{при } P_j^{\min} \leq P_j \leq P_j^{\max}. \end{cases}$$

В оптимизируемое выражение (2) уже не входят значения длительностей простоя агрегатов, и оно имеет такой же вид, что и при оптимизации состава

оборудования без учета пусковых расходов¹. Следовательно, задача сводится к оптимизации распределения нагрузок между агрегатами с характеристиками $B_j(P_j)$, т. е. в каждый момент времени требуется минимизировать функцию:

$$F(\bar{P}) = \sum_{j=1}^n B_j(P_j) \quad (3)$$

при условии:

$$\sum_{j=1}^n P_j = P_\Sigma + \pi, \quad (4)$$

где $\bar{P} = (P_1, P_2, \dots, P_n)$ — вектор нагрузок станций; P_Σ — суммарная нагрузка потребителей системы в данный момент времени; π — потери мощности в электрической сети системы.

В случае, когда все функции $B_j(P_j)$ являются выпуклыми функциями, заданными на непрерывном отрезке, оптимальное распределение мощностей находится эффективными методами, например, методом относительных приростов, градиентным методом и т. д.

В рассматриваемом случае область задания функций $B_j(P_j)$ разрывна ($P_j = 0$ или $P_j^{\min} \leq P_j \leq P_j^{\max}$), вследствие чего задача становится многоэкстремальной.

Для получения приближенного решения задачи построим такую вспомогательную задачу распределения нагрузок между n агрегатами с некоторыми фиктивными выпуклыми характеристиками, заданными на непрерывных отрезках $0 \leq P_j \leq P_j^{\max}$, чтобы минимальное значение целевой функции вспомогательной задачи являлось достаточно хорошей оценкой минимального значения целевой функции (расход топлива) исходной задачи.

Для этого каждую из функций $B_j(P_j)$ заменим выпуклой функцией $B_j^0(P_j)$, заданной на отрезке $0 \leq P_j \leq P_j^{\max}$ и удовлетворяющей условию:

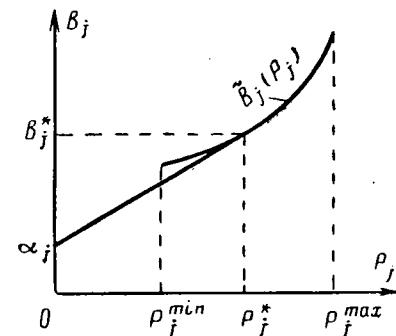
$$B_j^0(P_j) \leq B_j(P_j) \text{ при } P_j = 0 \text{ и } P_j^{\min} \leq P_j \leq P_j^{\max}. \quad (5)$$

Построим наибольшую выпуклую функцию, удовлетворяющую этому условию. Для этого, как показано на рисунке, из точки с координатами $P_j = 0$, $B_j = a_j$ проведем касательную к кривой $B_j(P_j)$ и в качестве $B_j^0(P_j)$ возьмем функцию, изображаемую отрезком этой касательной от оси ординат до точки касания и частью кривой $B_j(P_j)$, лежащей вправо от точки касания, т. е.

$$B_j^0(P_j) = \begin{cases} a_j + \frac{B_j^*(P_j) - a_j}{P_j^*(P_j)} P_j & \text{при } 0 \leq P_j \leq P_j^*(P_j); \\ B_j(P_j) & \text{при } P_j^*(P_j) \leq P_j \leq P_j^{\max}, \end{cases}$$

где P_j^* и B_j^* — координаты точки касания².

¹ При этом предполагается, что нет ограничений на возможные длительности простоя агрегатов.



Отметим, что значение относительного прироста в точке P_j^* использовалось в [Л. 2] в качестве критерия выгодности останова. Аналогичные критерии использовались также в работах [Л. 3—5].

Вспомогательная задача заключается в минимизации функции

$$F_0(\bar{P}) = \sum_{j=1}^n B_j^0(P_j) \quad (6)$$

при условии (4) и может быть решена с помощью любой существующей программы оптимального распределения активных мощностей. Пусть оптимальным решением будет вектор $\bar{P}_0 = (P_1^0, P_2^0, \dots, P_n^0)$, а соответствующее ему минимальное значение функции $F_0(\bar{P})$ равно \bar{F}_0 . Покажем, что \bar{F}_0 является достаточно хорошим приближением искомого минимального значения функции $F(\bar{P})$. Для этого сначала докажем, что \bar{F}_0 является нижней границей значений функции $F(\bar{P})$ для любых допустимых значений \bar{P} . Действительно, из неравенства (5) следует, что для любого допустимого \bar{P}

$$\bar{F}(\bar{P}) \geq F_0(\bar{P}), \quad (7)$$

а с другой стороны,

$$F_0(\bar{P}) \geq F_0(\bar{P}^0) = \bar{F}_0, \quad (8)$$

так как \bar{F}_0 — минимальное значение функции $F_0(\bar{P})$.

Следовательно, при любом составе оборудования и любом возможном распределении нагрузок значение целевой функции исходной задачи (расход топлива) не может быть меньше значения \bar{F}_0 . Покажем далее, что существует такой состав оборудования и такое распределение нагрузок, при котором значение целевой функции исходной задачи мало отличается от \bar{F}_0 . Тогда \bar{F}_0 может быть принято за достаточно хорошее приближение оптимального значения $F(\bar{P})$.

Разделим все агрегаты в соответствии с оптимальным решением вспомогательной задачи на три группы: агрегаты, для которых $P_j^0 = 0$, для которых $P_j^0 \leq P_j \leq P_j^{\max}$, и для которых $0 < P_j^0 < P_j^*$.

² Если точка касания лежит левее P_j^{\min} или правее P_j^{\max} , то в качестве P_j^* следует взять соответственно P_j^{\min} или P_j^{\max} .

Для агрегатов первой и второй групп $B_j(P_j^0) = B_j^0(P_j^0)$, и, следовательно, если все агрегаты принадлежат только к первой и второй группам, то $F(\bar{P}^0) = F_0(\bar{P}^0) = \bar{F}_0$, т. е. \bar{P}_0 является точным оптимальным решением исходной задачи (агрегаты первой группы отключены, а второй — включены) и \bar{F}_0 точно равно расходу топлива при оптимальном составе. Пусть теперь в третьей группе также имеются агрегаты.

Для агрегатов третьей группы либо P_j^0 является недопустимым (при $0 < P_j^0 < P_j^{\min}$), либо $B_j(P_j^0) > B_j^0(P_j^0)$ (при $P_j^{\min} \leq P_j^0 < P_j^*$). Рассмотрим сначала случай концентрированной энергосистемы, когда можно пренебречь влиянием потерь в электрической сети на оптимальное распределение нагрузок. При изменении нагрузок от 0 до P_j^* , функции $B_j^0(P_j)$ являются линейными, а по условию оптимального распределения в третьей группе могут находиться только агрегаты с одинаковым наклоном линейного участка функции $B_j^0(P_j)$. Поэтому, если перераспределить нагрузки между агрегатами третьей группы так, чтобы они не выходили за пределы линейного участка $0 \leq P_j \leq P_j^*$, то значение целевой функции вспомогательной задачи не изменится. Таким перераспределением нагрузок всегда можно добиться того, чтобы в третьей группе осталось не более одного агрегата, а значение целевой функции осталось равным \bar{F}_0 .

Рассмотрим теперь такой состав: все агрегаты второй группы включены, а первой — отключены, а единственный оставшийся в третьей группе агрегат будем считать включенным, если его нагрузки $P_j^0 \geq \frac{P_j^*}{2}$, и отключенным, если $P_j^0 < \frac{P_j^*}{2}$, т. е. перераспределим нагрузку между агрегатом третьей группы и агрегатами второй группы так, чтобы в третьей группе не осталось ни одного агрегата. При этом максимальное увеличение целевой функции вспомогательной задачи можно приближенно оценить:

$$\Delta F \leq \frac{b'}{2} \left(\frac{P_j^*}{2} \right)^2, \quad (9)$$

где b' — тангенс угла наклона суммарной характеристики относительных приростов агрегатов второй группы.

Так как теперь для всех агрегатов $B_j(P_j^0) = B_j^0(P_j^0)$, то полученное значение целевой функции соответствует расходу топлива для рассматриваемого состава агрегатов при фактических характеристиках. Следовательно, значение $\bar{F}_0 + \Delta F$ может служить верхней оценкой расхода топлива в исходной задаче при оптимальном составе агрегатов³. Для

³ При учете различных режимных ограничений величина верхней оценки может несколько повыситься. Например, могут иметься ограничения по минимальной длительности простоя агрегатов.

большой системы, где единичная мощность агрегатов мала по сравнению с мощностью всей системы, значение ΔF — разность между верхней и нижней оценками мала и \bar{F}_0 является достаточно хорошим приближением для искомого значения расхода топлива.

При учете влияния потерь мощности в электрической сети перераспределение нагрузок между агрегатами третьей группы, принадлежащими одному электрическому узлу системы, также не меняет значения целевой функции вспомогательной задачи, поэтому можно считать, что в каждом узле системы не более одного агрегата принадлежит третьей группе. Перераспределение нагрузок между агрегатами третьей группы, находящимися в различных узлах, приводит к некоторому увеличению значения целевой функции, так как при этом изменяются значения относительных приростов потерь и нарушаются условия оптимальности распределения. Увеличение целевой функции при перераспределении нагрузки ΔP между агрегатами третьей группы в i -м и j -м узлах можно оценить следующим образом:

$$\Delta F_{ij} = \frac{b_0}{2} \left[\left(\frac{\partial^2 \pi}{\partial P_i^2} - 2 \frac{\partial^2 \pi}{\partial P_i \partial P_j} + \frac{\partial^2 \pi}{\partial P_j^2} \right) (\Delta P)^2 \right], \quad (10)$$

где b_0 — относительный прирост в балансирующей точке.

Так как значения перераспределяемых мощностей невелики, а влияние этого перераспределения на целевую функцию осуществляется через вторые производные от потерь в сети, которые также обычно невелики, то \bar{F}_0 и в этом случае является достаточно хорошим приближением.

В случае, если некоторые агрегаты обязательно находятся во включенном состоянии, то они должны входить во вспомогательную задачу не фиктивными характеристиками $B_j^0(P_j)$, а своими действительными расходными характеристиками $\bar{B}_j(P_j)$.

Таким образом, решив достаточно простую вспомогательную задачу, можно получить хорошую оценку затрат на топливо, причем для ее решения не требуется никаких специальных программ выбора состава агрегатов, а достаточно лишь перестроить расходные характеристики агрегатов и воспользоваться одной из существующих программ оптимального распределения активных нагрузок. В случае, если, кроме затрат на топливо, требуется определить также и режим работы оборудования, то можно, как указано выше, приближенно определить оптимальный состав оборудования (с точностью до одного агрегата).

Если требуется получить точное решение исходной задачи, то, воспользовавшись полученной нижней границей \bar{F}_0 , можно применить метод «ветвей и границ» [Л. 6]. При этом решение исходной задачи сводится к решению последовательного ряда вспомогательных задач, аналогичных построенной выше вспомогательной задаче.

Литература

- Горштейн Б. М., К вопросу о выборе наивыгоднейшего сочетания работающих агрегатов (распределения резерва) в системе, Труды ВНИИЭ, вып. 13, изд-во «Энергия», 1961.

Оптимальные исполнения силовых двухобмоточных трансформаторов и схемы крупных понижающих подстанций 110 кв

Кандидаты техн. наук А. Г. КРАИЗ, Н. Н. ХУБЛАРОВ, и инж. Ю. А. ЯКУБ

Москва

Увеличение потребления электроэнергии на напряжениях 6 и 10 кв вызывает необходимость сооружения понижающих подстанций с высшим напряжением 110 кв, размещаемых в центрах нагрузок, с понижающими трансформаторами мощностью до 80 Мвт в единице. Рост мощности трансформаторов, устанавливаемых на таких подстанциях, увеличивает токи короткого замыкания в сетях 6 и 10 кв, что требует применения дорогостоящей коммутационной аппаратуры и повышения сечения кабелей по условиям работы при коротких замыканиях или ограничения токов коротких замыканий до значений, определяемых технико-экономическими расчетами [Л. 1]. В настоящее время в СССР при проектировании крупных понижающих подстанций максимальные значения токов (мощностей) корот-

кого замыкания на стороне 6 и 10 кв ограничиваются до 52 ка (200 Мвт) и 52 ка (350 Мвт) соответственно.

Токи короткого замыкания на стороне 6 (10) кв ограничиваются трансформаторами с повышенными значениями u_k , трансформаторами с расщепленными обмотками 6 (10) кв, токоограничивающими реакторами (обычными или сдвоенными) в цепях трансформаторов, а также сочетаниями перечисленных мер.

Выбор токоограничивающих устройств должен производиться с учетом технико-экономических факторов. Однако в настоящее время в ряде случаев в проекты подстанций закладываются неоптимальные решения, к тому же предусматривающие применение разнотипных силовых трансформаторов одинаковой мощности. Некоторые стороны поставленной проблемы рассмотрены в [Л. 3—5]. В настоящей статье на основании комплексного технико-экономического исследования определяются исполнения трансформаторов и соответствующие им схемы крупных понижающих подстанций 110 кв, обеспечивающие минимальную стоимость последних.

При этом сделана попытка более полного подхода к проблеме по диапазону мощностей трансформаторов (25—80 Мвт) и по учету основных факторов.

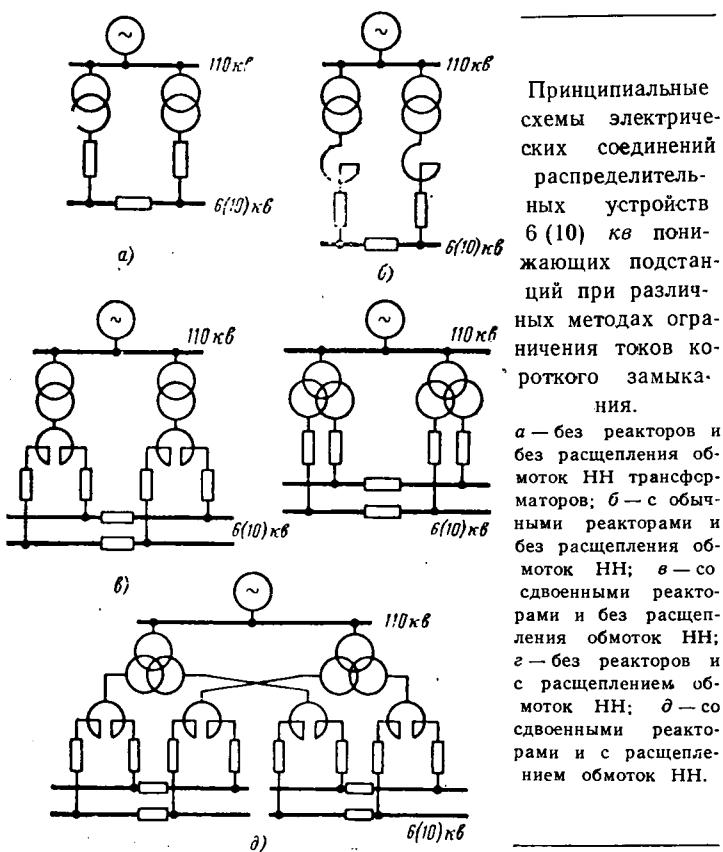
Разделим все переменные дополнительные слагаемые стоимости подстанции, зависящие от изменения варианта токоограничения, на две группы:

связанные со всеми изменениями вне трансформатора, включая стоимость строительной части установки трансформаторов и их монтажа;

связанные с изменением стоимости самого трансформатора.

Сравнение представленных на рисунке вариантов произведено не по приведенным затратам, а по их стоимости, поскольку потери в реакторах незначительны, а другие слагаемые ежегодных расходов либо практически одинаковы (обслуживание и т. п.), либо пропорциональны стоимости (например амортизационные отчисления).

Стоимость элементов подстанции, исключая трансформатор. Для оценки эффективности увеличения реактивного сопротивления трансформаторов и применения у них расщепленной обмотки 6 (10) кв,



2. Горнштейн В. М., Методика учета режимов работы энергетических систем при проектировании, «Электротехника», 1960, № 9.

3. Смирнов К. А., Выбор наиболее экономичного состава включенных агрегатов, «Электротехника», 1962, № 1.

4. Маркович И. М., Критерий выгодности останова или пуска агрегатов в энергосистеме, «Электротехника», 1962, № 7.

5. Przyłuski A., Metoda wyznaczania dobowych kosz-

tów produkcji i optymalnego rozdziału obciażeń w systemie elektroenergetycznym, «Energetyka», 1967, № 4 — Biul JEN № 3/4.

6. Лазебник А. И., Применение метода ветвей и границ для выбора оптимального состава агрегатов ТЭС, «Оптимизация режимов тепловых электрических станций с применением вычислительной техники», Тезисы докладов научно-технического совещания, Сб. 1, Киев, 1969.



а также установки токоограничивающих реакторов в их цепях, исследовалось влияние этих факторов на значения токов короткого замыкания на стороне 6(10) кв понижающих подстанций 110 кв и капитальные затраты на их сооружение.

Учитывая, что схемы электрических соединений распределительных устройств 110 кв этих подстанций не зависят от метода ограничения токов короткого замыкания на стороне 6(10) кв, на рисунке они не показаны. В распределительных устройствах 6(10) кв во всех случаях предусматривается одиночная секционированная (две или несколько секций) система шин. Две соседние секции, питаемые разными трансформаторами, связаны через нормально отключенный секционный выключатель.

При расчетах токов короткого замыкания было принято:

составная мощности короткого замыкания, поступающая из сети 110 кв, в соответствии с ГОСТ 3484-65 равна 5000 Мва;

имеется подпитка места короткого замыкания на стороне 6(10) кв асинхронными двигателями, присоединенными только к данной секции, суммарной номинальной мощностью, равной 0,8 номинальной мощности трансформатора или ветви его расщепленной обмотки;

секции 6(10) кв работают раздельно;

номинальный ток токоограничивающего реактора составляет $1,4I_n$ трансформатора или ветви его расщепленной обмотки.

Результаты расчетов токов короткого замыкания при применении трансформаторов различной мощности, с нормальными и повышенными значениями i_k , обычными и расщепленными обмотками 6(10) кв, дополнительной установкой (если это требуется) токоограничивающих реакторов, приведены в приложении I. Из этого приложения следует, что примененные методы ограничения токов короткого замыкания практически во всех случаях обеспечивают запас отключающей мощности выключателей 6(10) кв, что объясняется большой дискретностью номинальных значений токов реакторов. При этом даже существенное снижение мощности короткого замыкания, поступающей из сети 110 кв (что соответствует большой удаленности подстанции от системы бесконечной мощности), не оказывает замедленного влияния на результаты приведенных расчетов токов короткого замыкания и последующие выводы.

Капитальные затраты на подстанции для различных исполнений трансформаторов, исключая стоимость последних, приведены в приложении 2. При определении этих значений принято, что:

капитальные затраты на неизменяемые элементы подстанций (распределительные устройства 110 кв, ячейки отходящих линий 6(10) кв и т. п.) не учитываются;

стоимости строительной части установки трансформаторов и их монтажа, токоограничивающих реакторов со строительной частью и монтажом и распределительных устройств 6(10) кв (оборудование, строительная часть, монтаж) приняты по «Укрупненным показателям стоимости строительства понижающих подстанций 35—500 кв», вып. I, второе издание, разработанным в 1967 г. институтом «Энергосетьпроект»;

распределительные устройства 6(10) кв и токоограничивающие реакторы установлены в закрытых помещениях, а установка понижающих трансформаторов — наружная.

Стоимость трансформатора. Цены и другие стоимостные данные выпускаемых отечественными заводами двухобмоточных трансформаторов с высшим напряжением 110 кв различных мощностей и исполнений не могут служить исходными данными для настоящего сопоставления, поскольку эти трансформаторы проектировались в разное время и не на едином техническом уровне.

В настоящее время заканчивается внедрение новой серии двухобмоточных трансформаторов класса 110 кв с регулированием напряжения под нагрузкой [Л. 6], удовлетворяющей требованиям ГОСТ 12965-67 [Л. 2]. В указанном ГОСТ для трансформаторов мощностью 25—80 Мва предусмотрено расщепление обмотки НН (классы напряжения 6 и 10 кв). Кроме того, для мощностей 32 и 40 Мва оговорено исполнение с $i_k=16\%$; однако на эти трансформаторы цены еще не разработаны. В связи с этим и для точности расчетов сравнение различных исполнений производилось не по ценам на трансформаторы, а по стоимости их активных материалов. При этом другие переменные составляющие стоимости учитывались поправочным коэффициентом. Поэтому оказалось возможным использовать методику ВЭИ [Л. 7], обеспечивающую учет добавочных потерь и оптимизацию не только основных размеров трансформатора, но и размеров проводов обмоток.

В табл. 1 приведены стоимости активных частей (и другие данные) серии двухобмоточных трансформаторов 110 кв Московского электрозводства с расщепленной обмоткой 6(10) кв, вычисленные по формуле [Л. 8]:

$$C_{a, \varphi} = k_m c_m G_m + k_c c_c G_c, \text{ тыс. руб.},$$

где G_m и G_c — вес активной меди и стали соответственно, t ; $c_m=1,09$ и $c_c=0,456$ — цена обмоточной меди и электротехнической стали (марка Э-330А) соответственно, тыс. руб/т; $k_m=1,75$ и $k_c=1,3$ — коэффициенты увеличения стоимости меди и стали в активной части соответственно.

Таблица 1

Параметры	Номинальная мощность трансформатора, Мва				
	25	32	40	63	80
Вес активной стали, т	19,145	22,432	27,160	36,336	44,610
Вес обмоточного провода, т	7,356	7,875	10,020	12,380	16,300
Потери холостого хода, квт	30,7	38,3	44,1	63,2	73,8
Потери короткого замыкания, квт	120,4	151,1	166,8	256,5	310,6
Стоимость активной части, тыс. руб					
с расщеплением обмотки НН	25,5	28,3	35,2	45,1	57,7
без расщепления обмотки НН*	22,8	25,4	31,8	41,3	53,1

* По пересчету с использованием данных табл. 2.

Таблица 2

Номинальная мощность трансформатора, Mva	Увеличение стоимости				
	% тыс. руб		из-за расщепления обмотки НН	из-за повышения u_k	из-за расщепления обмотки НН
	из-за повышения u_k	из-за расщепления обмотки НН			
25	$10 \sqrt{\frac{40}{25}} = 11,2$	7,5	2,56	1,71	1,91
32	$10 \sqrt{\frac{40}{32}} = 10,6$	7,5	2,7	1,9	2,12
40	10	7,5	3,18	2,38	2,64
63	$10 \sqrt{\frac{40}{63}} = 8,9$	7,5	3,68	3,1	3,38
80	$10 \sqrt{\frac{40}{80}} = 8,4$	7,5	4,45	4,0	4,33

Для трансформатора 40 Mva были определены стоимости активных частей оптимальных вариантов для четырех исполнений [Л. 9]: с расщеплением обмотки НН и без него, нормальным (10,5%) и повышенным (16%) значением u_k .

Сравнение исполнений с одинаковыми или весьма близкими значениями потерь показало, что расщепление обмотки НН увеличивает стоимость активной части на 9,5%, а повышение u_k с 10,5 до 16% — на 7%. По этим данным в последней строке табл. 1 указаны стоимости активных частей без расщепления обмотки НН и при нормальном значении u_k .

При определении увеличения стоимости трансформатора в целом необходимо учитывать, что расщепление обмотки НН и повышение u_k увеличивают стоимость не только активных материалов и активной части, но и некоторых элементов конструктивной части трансформатора (вводы, отводы, бак, масло и др.); это обстоятельство учитывается повышением увеличения стоимости соответственно с 9,5 до 10% и с 7,0 до 7,5% для трансформатора 40 Mva.

Для трансформаторов других номинальных мощностей увеличение стоимости из-за повышения u_k можно принять таким же, поскольку рассматриваемая серия близка к ряду геометрически подобных машин, и любое изменение u_k пропорционально изменяет их геометрию и стоимость. Процент увеличения стоимости из-за расщепления обмотки НН должен уменьшаться с ростом мощности, так как увеличение размеров в осевом направлении обмотки сопровождается относительно меньшим увеличением радиусов. Рассчитанные таким образом изменения стоимости двухобмоточных трансформаторов 110 kva приведены в табл. 2.

Минимальный по стоимости вариант подстанции. Для определения оптимального по стоимости варианта подстанции данные приложения 2 и табл. 2 сведены в табл. 3 следующим образом. Для каждой номинальной мощности трансформатора и класса напряжения обмотки НН из приложения 2 выбраны исходные варианты с минимальной стоимостью

статью, для которых увеличение стоимости в табл. 3 условно принято равным нулю. Для трансформаторов исходным исполнением с минимальной стоимостью во всех случаях является исполнение без расщепления обмотки НН и с обычным значением u_k , увеличение стоимости которого в табл. 3 также условно приравнено нулю. Данные об увеличении стоимости других исполнений трансформаторов взяты из табл. 2. В табл. 3 не включены сочетания мощностей трансформаторов и напряжений обмотки НН, для которых оптимальный вариант выбран непосредственно из приложения 2 (63 и 80 Mva при 6 kva, и 25 и 32 Mva при 10 kva).

Из табл. 3 видно, что для всех мощностей трансформаторов и обоих классов напряжения обмотки НН определяющим является первое слагаемое — увеличение стоимости элементов подстанции без трансформатора.

Отсюда следует, что если ограничение тока короткого замыкания на шинах НН подстанции может быть достигнуто только применением более дорогостоящего исполнения трансформатора, то этот вариант с точки зрения стоимости подстанции является оптимальным. Отметим, что, например, в Великобритании на одной из подстанций были установлены трехфазные двухобмоточные трансформаторы 60 Mva, 132/11 kva с расщепленной обмоткой НН и $u_k=30\%$ [Л. 10]. Причем, если для заданного ограничения тока короткого замыкания (без применения реактора) достаточно применить исполнение трансформатора с повышенным u_k , то увеличение стоимости подстанции будет меньше, чем в случае расщепления обмотки НН, так как последнему сопутствует удорожание распределительства. Отметим, однако, что увеличение u_k несколько ухудшает условия регулирования напряжения на шинах 6—10 kva. Таким образом, рассмотренные меры ограничения тока короткого замыкания располагаются в следующей последовательности в зависимости от увеличения стоимости подстанции:

трансформаторы с повышенным значением u_k ;
трансформаторы с расщепленной обмоткой НН;
обычные реакторы;
сдвоенные реакторы.

Таблица 3

Номинальная мощность трансформатора, Mva	Класс напряжения обмотки НН, kva	Увеличение стоимости элементов подстанции, тыс. руб			
		Обмотка НН нерасщепленная		Обмотка НН расщепленная	
		$u_k=10,5\%$	$u_k=16\%$	$u_k=10,5\%$	$u_k=16\%$
25	6	$28+0=28$ $29,5+0=29,5$ $29,8+0=29,8$	$0+3,4=3,4$ $20+3,8=23,8$ $>20,8$	$10+5,1=15,1$ $0+5,4=5,4$ $0+6,4=6,4$	$>15,1$ $>5,4$ $>6,4$
32	6	$28+0=28$ $29,5+0=29,5$ $29,8+0=29,8$	$0+3,4=3,4$ $20+3,8=23,8$ $>20,8$	$10+5,1=15,1$ $0+5,4=5,4$ $0+6,4=6,4$	$>15,1$ $>5,4$ $>6,4$
40	6	$28+0=28$ $29,5+0=29,5$ $29,8+0=29,8$	$0+3,4=3,4$ $20+3,8=23,8$ $>20,8$	$10+5,1=15,1$ $0+5,4=5,4$ $0+6,4=6,4$	$>15,1$ $>5,4$ $>6,4$
40	10	$26,4+0=26,4$ $32,6+0=32,6$ $36,6+0=36,6$	$0+4,7=4,7$ $>32,6$ $>36,6$	$10,2+6,4=16,6$ $0+7,3=7,3$ $44,6+8,9=93,5$	$>16,6$ $>7,3$ $0+8,9+8,7=17,6$
63	10	$26,4+0=26,4$ $32,6+0=32,6$ $36,6+0=36,6$	$0+4,7=4,7$ $>32,6$ $>36,6$	$10,2+6,4=16,6$ $0+7,3=7,3$ $44,6+8,9=93,5$	$>16,6$ $>7,3$ $0+8,9+8,7=17,6$
80	10	$26,4+0=26,4$ $32,6+0=32,6$ $36,6+0=36,6$	$0+4,7=4,7$ $>32,6$ $>36,6$	$10,2+6,4=16,6$ $0+7,3=7,3$ $44,6+8,9=93,5$	$>16,6$ $>7,3$ $0+8,9+8,7=17,6$

Примечания. 1. Первое слагаемое — увеличение стоимости элементов подстанции, исключая трансформатор, второе — увеличение стоимости трансформатора.

2. Для каждой номинальной мощности трансформатора и класса напряжения обмотки НН варианты с наименьшим увеличением стоимости выделены жирным шрифтом.

Таблица 4

Номинальная мощность трансформатора, Mva	Исполнение трансформатора		Тип реактора	Схема подстанций по рисунку
	Расщепленная обмотка НН	Повышенное u_k		
Обмотка НН класса 6 кв				
25	—	+	—	a
32	+	—	—	g
40	+	—	—	g
63	+	—	4 (РБАС—6—2×2000-8)	d
80	+	—	4 (РБАС—6—2×2500-10)	d
Обмотка НН класса 10 кв				
25	—	—	—	a
32	—	—	—	a
40	—	+	—	a
63	+	—	—	g
80	+	+	—	g

В табл. 4 представлены минимальные по стоимости варианты подстанций для принятых исходных условий. Из нее следует, что при низшем напряжении 6 кв и номинальной мощности трансформаторов 25 Mva достаточным оказывается их исполнение с повышенным u_k . Для мощностей 32 и 40 Mva необходимо расщепление обмотки НН. Для мощностей 63 и 80 Mva добавляется, кроме того, сдвоенный реактор, поскольку сочетания расщепления с повышенным u_k оказывается недостаточным для ограничения тока короткого замыкания.

При низшем напряжении 10 кв и мощностях 25 и 32 Mva достаточны исполнения трансформаторов без расщепления и с обычным u_k . При мощности 40 Mva ток на стороне НН примерно такой же, как при мощности трансформатора 25 Mva и низшем напряжении 6 кв; в соответствии с этим минимальную стоимость обеспечивает такое же исполнение трансформатора — с повышенным u_k . Для мощности 63 Mva достаточным оказывается расщепление обмотки НН (так же, как для 40 Mva при 6 кв). Наконец, при мощности трансформаторов 80 Mva минимальное увеличение стоимости подстанции обеспечивается при их исполнении как с повышенным u_k , так и с расщепленной обмоткой НН, так как в этом случае нет необходимости в установке реактора.

Данные табл. 4 получены только на основе минимальной стоимости подстанции без учета таких

факторов, как например, необходимость унификации типоисполнений трансформаторов и др., которые необходимо учитывать при выработке окончательных рекомендаций, стандартов и т. п.

Если расщепление обмотки НН требуется только для одного напряжения (для мощностей 32 и 40 Mva), то именно это исполнение будет определять «модель» (основные размеры сердечника) трансформатора. В отличие от этого исполнения с обычным и повышенным u_k не приводятся к одной «модели», т. е. для мощностей 25, 40 и 80 Mva согласно табл. 4 получаются два существенно различных исполнения трансформаторов.

Дальнейшее изучение рассматриваемой проблемы требует расширенной постановки задачи и расчета вариантов исполнения трансформаторов и подстанций на напряжение выше 110 кв и значения токов короткого замыкания, отличные от принятых в настоящей статье за исходные, а также учета некоторых дополнительных факторов, как-то количества электродвигателей, питающихся от распределительных устройств 6 кв, и др. Для этого потребуются данные по увеличению стоимости выключателей, кабелей, распредустройства с увеличением значений токов коротких замыканий.

Выводы. 1. Для обоснованного выбора схем крупных понижающих подстанций с высшим напряжением 110 кв и более и оптимальных исполнений трансформаторов необходимо комплексное технико-экономическое исследование с учетом стоимости трансформаторов, токоограничивающих реакторов, строительной части подстанций и распредустройств, а также потерь.

2. Минимальным по стоимости подстанции является вариант с применением более дорогого исполнения трансформатора, если при этом обеспечивается ограничение тока короткого замыкания на шинах 6(10) кв до заданного значения.

Из двух исполнений трансформаторов — с повышенным u_k и с расщепленной обмоткой НН — первое меньше влияет на увеличение стоимости подстанции (при прочих равных условиях).

3. На основании комплексного технико-экономического исследования определены оптимальные исполнения двухобмоточных трансформаторов 25—80 Mva на 110 кв, типы реакторов и схемы подстанций минимальной стоимости.

4. В ГОСТ 12965-67 необходимо внести изменения на основе результатов данной статьи.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Число и мощность трансформаторов, Mva	Коэффициент трансформации	u_k , %	Число и тип токоограничивающих реакторов	Номинальный ток в цепи ввода в ЗРУ, а	Расчетные значения параметров короткого замыкания			Схема электрических соединений на рисунке
					действующее значение, ка	мощность, Mva	мгновенное значение, ка	
2×25	110/6	10,5	2 (РБА—6—3000—12)	2 300	12	130	42	b
	110/6	16		2 300	13	142	42	a
	110/6—6	10,5		1 150	11	120	34	g
	110/10	10,5		1 380	12,5	226	39	a
2×32	110/6	10,5	2 (РБАС—6—2×2000—8)	1 480	13	140	40	b
	110/6	16		2 960	11,5	124	44	b
	110/6—6	10,5	2 (РБА—6—4000—12)	1 480	13,5	146	42	g
	110/6—6	16		1 480	8,5	92	30	g
	110/10	10,5		1 770	16,6	300	52	a

Продолжение прилож. I

Число и мощность трансформаторов, Mva	Коэффициент трансформации	$u_{\text{к}} \cdot \%$	Число и тип токоограничивающих реакторов	Номинальный ток в цепи ввода в ЗРУ, a	Расчетные значения параметров короткого замыкания			Схема электрических соединений на рисунке
					действующее значение, ka	мощность, Mva	мгновенное значение, ka	
2×40	110/6	10,5	2 (РБАС—6—2×2500—10)	1 830	14,6	158	47	8
	110/6	16	2 (РБАС—6—2×2500—10)	1 830	11,5	125	40	8
	110/6—6	10,5	—	1 830	17	184	52	2
	110/6—6	16	—	1 830	11	120	38	2
	110/10	10,5	2 (РБА—10—3000—12)	2 200	11	200	40	6
	110/10	16	—	2 200	12,5	227	43	a
	110/10—10	10,5	—	1 100	10,5	190	33	2
2×63	110/6—6	10,5	4 (РБАС—6—2×2000—8)	1 450	13	142	40	δ
	110/6—6	16	4 (РБАС—6—2×2000—8)	1 450	10	109	35	δ
	110/10	10,5	2 (РБАС—10—2×2500—10)	1 730	14	255	44	8
	110/10	16	2 (РБАС—10—2×2500—10)	1 730	11	200	38	8
	110/10—10	10,5	—	1 730	16	290	49	2
	110/10—10	16	—	1 730	10	180	35	2
	110/6—6	10,5	4 (РБАС—6—2×2500—10)	1'830	15	163	47	δ
2×80	110/6—6	16	4 (РБАС—6—2×2500—10)	1'830	11,6	126	40	δ
	110/10	10,5	2 (РБАС—10—2×3000—12)	2 200	15,3	280	51	8
	110/10	16	2 (РБАС—10—2×3000—12)	2 200	12,5	230	44	8
	110/10—10	10,5	4 (РБАС—10—2×1500—8)	1 100	10	175	32	δ
	110/10—10	16	—	2 200	12,5	230	44	2

ПРИЛОЖЕНИЕ II

Число и мощность трансформаторов, Mva	Коэффициент трансформации	$u_{\text{к}} \cdot \%$	Стоимость строительной части установки трансформатора и его монтажа (единицы/всего), тыс. руб.	Число и тип токоограничивающих реакторов	Стоимость токоограничивающего реактора, включая строительную часть и монтаж (единицы/всего), тыс. руб	Стоимость распределительного устройства 6—10 кв за исключением отходящих линий (оборудование, строительная часть и монтаж), тыс. руб	Общая стоимость (без трансформатора), тыс. руб
2×25	110/6	10,5	7,8/15,6	2 (РБА—6—3000—12)	14/28	29,7	73,3
	110/6	16	7,8/15,6	—	—	29,7	45,3
	110/6—6	10,5	8,2/16,4	—	—	38,9	55,3
	110/10	10,5	7,8/15,6	—	—	22,5	38,1
2×32	110/6	10,5	8,4/16,8	2 (РБАС—6—2×2000—8)	15,2/30,4	38,9	86,1
	110/6	16	8,4/16,8	2 (РБА—6—4000—12)	15/30	29,7	76,5
	110/6—6	10,5	8,8/17,6	—	—	38,9	56,5
	110/6—6	16	8,8/17,6	—	—	38,9	56,5
	110/10	10,5	8,4/16,8	—	—	22,5	39,3
2×40	110/6	10,5	8,7/17,4	2 (РБАС—6—2×2500—10)	15,4/30,8	38,9	87,1
	110/6	16	8,7/17,4	2 (РБАС—6—2×2500—10)	15,4/30,8	38,9	87,1
	110/6—6	10,5	9,2/18,4	—	—	38,9	57,3
	110/6—6	16	9,2/18,4	—	—	38,9	57,3
	110/10	10,5	8,7/17,4	2 (РБА—10—3000×12)	13,2/26,4	29,7	73,5
	110/10	16	8,7/17,4	—	—	29,7	47,1
	110/10—10	10,5	9,2/18,4	—	—	38,9	57,3
2×63	110/6—6	10,5	10/20	4 (РБАС—6—2×2000—8)	15,2/60,8	77,8	158,6
	110/6—6	16	10/20	4 (РБАС—6—2×2000—8)	15,2/60,8	77,8	158,6
	110/10	10	9,4/18,8	2 (РБАС—10—2×2500—10)	16,9/33,8	38,9	91,5
	110/10	16	9,4/18,8	2 (РБАС—10—2×2500—10)	16,9/33,8	38,9	91,5
	110/10—10	10,5	10/20	—	—	38,9	58,9
	110/10—10	16	10/20	—	—	38,9	58,9
2×80	110/6—6	10,5	11/22	4 (РБАС—6—2×2500—10)	15,4/61,6	77,8	161,4
	110/6—6	16	11/22	4 (РБАС—6—2×2500—10)	15,4/61,6	77,8	161,4
	110/10	10,5	10,2/20,4	2 (РБАС—10—2×3000—12)	19,1/38,2	53,2	111,8
	110/10	16	10,2/20,4	2 (РБАС—10—2×3000—12)	19,1/38,2	53,2	111,8
	110/10—10	10,5	11/22	4 (РБАС—10—2×1500—8)	15/60	77,8	159,8
	110/10—10	16	11/22	—	—	53,2	75,2

Литература

1. Нормы технологического проектирования понижающих подстанций. Минэнерго СССР, БТИ ОРГРЭС, 1967.

2. ГОСТ 12965-67. Трансформаторы трехфазные силовые масляные общего назначения мощностью от 2 500 до 400 000 ква класса напряжения 110 кв. Основные параметры и технические требования.

3. Крайз А. Г., Трехфазные силовые трансформаторы с расщепленными обмотками, «Электричество», 1965, № 7.

4. Крайз А. Г., Некоторые эксплуатационные характеристики силовых трансформаторов с расщепленными обмотками, «Электрические станции», 1966, № 6.

5. Батурин Л. А., Применение сдвоенных реакторов и трансформаторов с расщепленными обмотками, «Электрические станции», 1964, № 10.

Исследование на АВМ режимов комбинированной вентильной системы возбуждения

Инженеры П. П. БЕЗРУКИХ, А. Д. ВЕСЕЛОВ и канд. техн. наук Ю. А. МОРОЗОВА
Московский энергетический институт

Комбинированная система возбуждения представляет собой два выпрямительных моста, включенных параллельно на обмотку возбуждения турбогенератора (рис. 1). Выпрямительный мост *ВУСК*, составленный из неуправляемых кремниевых вентилей, питается от специальных трансформаторов силового компаундирования *ТСК*, первичная обмотка которых включена последовательно в цепь статора главного генератора. Второй выпрямительный мост (управляемый) *РВУ* питается от вспомогательного генератора, расположенного на одном валу с главным генератором, и собран из мощных тиристоров (комбинированная вентильная система). Такая система возбуждения уменьшает мощность вспомогательного генератора примерно в 2 раза (при кратности форсировки по току и напряжению, равной двум), сохраняя главное преимущество ионной системы возбуждения — быстродействие [Л. 1]. Испытания на динамической модели и промышленные испытания выявили недостаток рассматриваемой системы — появление перенапряжений на обмотке возбуждения, превышающих номинальное напряжение в 4—6 раз в зависимости от удаленности замыкания в цепи статора [Л. 1 и 2]. Ниже излагаются результаты исследования на АВМ процессов в системе возбуждения в нормальных и аварийных режимах, выполненного применительно к параметрам мощного турбогенератора. Модель, сочетающая математическое моделирование генератора и физическое преобразователей, имитирует работу генератора на шины системы неограниченной мощности через различные индуктивные сопротивления связи [Л. 3].

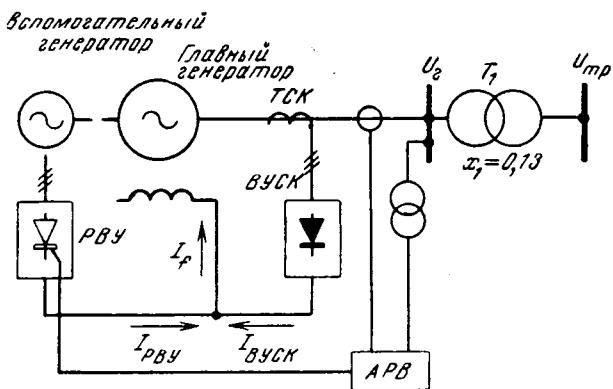


Рис. 1.

6. Анишин В. Ш., Новая серия двухобмоточных трансформаторов 110 кв, Доклад на научно-технической конференции по трансформаторостроению, Информстандартэлектро, 1966.

7. Бабис Р. С. и Хубларов Н. Н., Проектная оптимизация трансформаторов на ЦВМ, «Электричество», 1970, № 4.

8. Тихомиров П. М., Расчет трансформаторов, изд-во «Энергия», 1968.

Определение выпрямленного напряжения в нормальных режимах. Особенностью исследуемой системы возбуждения являются трансформаторы силового компаундирования *ТСК*, работающие через преобразователь на обмотку возбуждения генератора. Если характеристика намагничивания *ТСК* прямолинейна при изменении тока статора от 0 до (3—5) I_n , то по своим свойствам он подобен трансформатору тока. При совместной работе управляемого и неуправляемого преобразователей в установленном режиме, когда ток управляемого преобразователя непрерывен, выпрямительная установка силового компаундирования *ВУСК* нагружена на активное сопротивление ротора генератора. Тогда связь между действующим значением переменного фазного тока, подводимого к выпрямителю $I_{ПВ}$ и выпрямленным током компаундирования $I_{ВУСК}$ определяется соотношением [Л. 4]:

$$I_{ВУСК} = \beta I_{ПВ} = 1,35 I_{ПВ}. \quad (1)$$

Напряжение на обмотке возбуждения в этом режиме определяется напряжением вспомогательного генератора и углом открытия тиристоров, поскольку выходное сопротивление вспомогательного генератора много меньше выходного сопротивления *ТСК*. Форма кривой выпрямленного напряжения при этом соответствует форме напряжения при ионной системе возбуждения (шесть пиков за период), а среднее значение напряжения U_f определяется по формуле [Л. 6]:

$$U_f = E_{d0} \cos \alpha - \frac{3}{\pi} I_{РВУ} x_t \text{ для } 0 \leq \alpha \leq \frac{\pi}{3}, \quad (2)$$

где E_{d0} — выпрямленное напряжение трехфазной мостовой схемы при холостом ходе выпрямителя и $\alpha = 0$; α — угол регулирования; $I_{РВУ}$ — выпрямленный ток управляемого преобразователя; x_t — индуктивное сопротивление.

При углах регулирования, больших 60 эл. град, среднее значение выпрямленного напряжения определяется по условию работы управляемого выпрямителя на активное сопротивление [Л. 6]:

$$U_f = E_{d0} \left[1 + \sin \left(\frac{\pi}{6} - \alpha \right) \right] - \frac{3}{\pi} I_{РВУ} x_t \quad \text{для } \frac{\pi}{3} < \alpha < \frac{2\pi}{3}. \quad (3)$$

9. Нордио А. В. и Хубларов Н. Н., Применение ЦВМ при проектировании трансформаторов, доклад на научно-техническом совещании по трансформаторостроению, Информэлектро, 1969.

10. Wood L. B., Thompson J. P., New Grid Substation Techniques, El. World, 1964, vol. 176, № 9.



Переход от зависимости (2) к (3) объясняется тем, что отрицательное напряжение на обмотке возбуждения, появляющееся при $a > 60$ эл. град, соответствует положительному потенциалу на анодах вентиляй неуправляемого преобразователя. В результате этого ротор оказывается замкнутым накоротко через неуправляемый мост, что не позволяет использовать инвертирование для гашения поля ротора и, как показали исследования, существенно ухудшает динамику послеаварийного режима (число циклов колебаний угла δ в 2 раза больше по сравнению с независимой ионной системой возбуждения).

Если ток РВУ в некоторые моменты равен нулю (прерывистый характер), то форма выпрямленного напряжения отличается от классической, а среднее значение U_f не может быть определено по (2) и (3). В этом случае система возбуждения находится в переходном состоянии от совместной работы РВУ и ВУСК к одиночной работе ВУСК.

Работа модели при одиночном включении ВУСК на обмотку возбуждения генератора качественно соответствует работе трансформаторов тока через выпрямитель на индуктивную нагрузку [Л. 4]. Однако данное исследование, а также промышленные испытания системы компаундирования турбогенератора мощностью 50 Мвт [Л. 2] показывают, что среднее и мгновенное значения напряжения ротора не могут быть подсчитаны по соотношениям [Л. 4], которые выведены применительно к идеальным трансформаторам тока. Для аналитического описания процессов работы трансформаторов силового компаундирования на ротор необходим учет ветви намагничивания ТСК. В связи с этим мгновенные значения напряжения на обмотке возбуждения имеют форму синусообразных импульсов, а не форму треугольников [Л. 4].

Процессы в системе возбуждения при коротком замыкании в цепи статора. На рис. 2 представлены осциллограммы процессов в системе возбуждения генератора с демпферными контурами и без них при трехфазном коротком замыкании за силовым трансформатором. В генераторе без демпферных контуров (рис. 2, б) в первый момент короткого замыкания перенапряжений не возникает, тогда как с демпферными контурами перенапряжения достигают порядка $6-8 U_{f_n}$.

Процесс возникновения перенапряжений представляется следующим образом. В доаварийном режиме ток ротора I_f равен сумме токов управляемого I_{PBU} и неуправляемого I_{BUCS} преобразователей. При

коротком замыкании это равенство нарушается, поскольку приращение тока компаундирования в начальный момент, соответствующее приращению периодической составляющей тока статора, не уравновешивается свободным током обмотки возбуждения.

Свободные токи в контурах ротора в первый момент переходного режима распределяются обратно пропорционально индуктивным сопротивлениям рассеяния контуров ротора x_{af} и x_{ald} . Поскольку сопротивление демпферного контура x_{ald} значительно меньше индуктивного сопротивления обмотки возбуждения, большая часть свободного тока ротора наводится в демпферных контурах и свободный ток в обмотке возбуждения оказывается меньше тока компаундирования. Если выпрямленный ток компаундирования превышает I_f , то в ТСК нарушается пропорциональность между первичным и вторичным током. Происходит как бы обрыв вторичной цепи трансформатора тока. Напряжение на вторичной обмотке ТСК резко возрастает, превышая напряжение управляемого преобразователя, и ток последнего уменьшается до нуля. В таком состоянии система возбуждения находится до тех пор, пока I_f не достигнет значения тока компаундирования, пропорционального току статора. При этом скорость нарастания тока ротора увеличивается в соответствии с кратностью перенапряжений.

При дальнейшем увеличении I_f перенапряжения на роторе уменьшаются и система возбуждения переходит в режим совместной работы преобразователей сначала при прерывистом, а затем при непрерывном I_{PBU} . На длительность перенапряжений влияют параметры генератора и прежде всего его демпферных контуров, параметры канала компаундирования, удаленность короткого замыкания.

Из рассмотрения процесса внезапного трехфазного короткого замыкания в генераторе без демпферных контуров выведем соотношения, при которых перенапряжения на роторе отсутствуют. При различных предшествующих режимах были рассчитаны аналитически приращения токов короткого замыкания в обмотке возбуждения в первый момент по выражению:

$$\Delta I_{f_0} = \Delta I'_{d_0}(x_d - x'_d) I_{fx,x}, a,$$

где $I_{fx,x}$ — ток возбуждения холостого хода, а; $\Delta I'_{d_0}$ — приращение продольной составляющей тока статора, отн. ед.

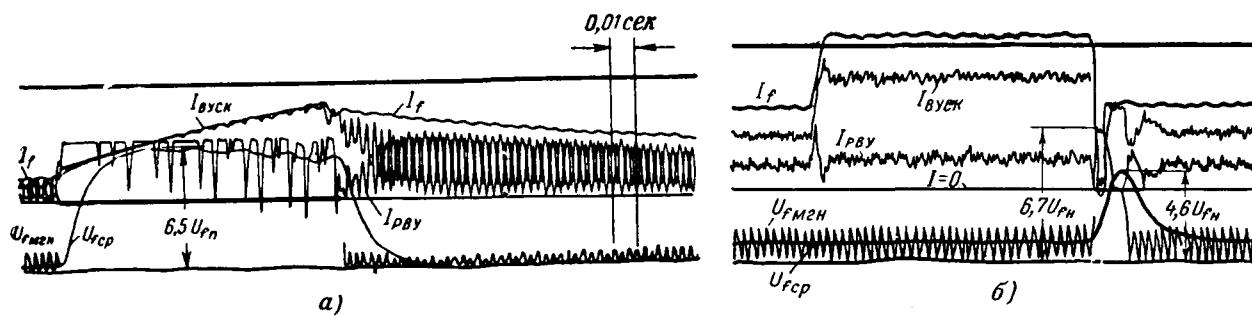


Рис. 2.

Полученные приращения токов короткого замыкания на модели не отличаются от рассчитанных аналитически более чем на 10%.

Приращение тока компаундирования, определяемое изменением полного тока статора ($\Delta I' = I' - I_0$),

$$\Delta I_{\text{вых.к.о.}} = \Delta I' k_x I_{\text{факт.}}, \quad (4)$$

где k_x — коэффициент, определяющий долю компаундирования в токе возбуждения номинального режима.

Перенапряжения возникают при разности приращений тока компаундирования и тока возбуждения в начальный момент переходного процесса, превышающей ток РВУ предшествующего режима $I_{\text{РВУ0}}$

$$I_{\text{факт.}} [\Delta I' k_x - \Delta I'_d (x_d - x'_d)] \geq I_{\text{РВУ0}}. \quad (5)$$

Если до короткого замыкания генератор работал на холостом ходу и неравенство (5) выполнялось, оно заведомо будет выполнено при коротком замыкании в той же точке и работе генератора в доаварийном режиме с номинальной нагрузкой.

В машине с демпферными контурами при коротком замыкании вблизи генератора перенапряжения на обмотке возбуждения неизбежны, поскольку в первый момент короткого замыкания свободный ток наводится практически только в демпферном контуре (ΔI_{f0} мало), в то же время приращение тока компаундирования $\Delta I_{\text{вых.к.о.}}$, пропорциональное $\Delta I'$, велико, и неравенство (5) заведомо не выполняется.

Как видно из осциллограммы (рис. 2, а), перенапряжения на обмотке возбуждения достигают $(6-8) U_{fн}$. При удаленном трехфазном коротком замыкании перенапряжения не возникают, так как в этом случае разность приращений токов компаундирования и возбуждения не превышает тока РВУ предшествующего режима. На модели величина перенапряжений специально не ограничивалась и определялась потолочным значением напряжения выхода решающих усилителей. В реальных условиях при отсутствии средств ограничения значение перенапряжения будет определяться напряжением насыщения трансформаторов силового компаундирования. Это обстоятельство может быть использовано для ограничения перенапряжений на обмотке возбуждения при расчете параметров ТСК. Существенное влияние на характер и длительность перенапряжений оказывает значение угла ротора в предшествующем режиме. Если в доаварийном режиме генератор работал на холостом ходу, значение и длительность перенапряжений на обмотке возбуждения при коротком замыкании будет больше, чем при предшествующем режиме с номинальной нагрузкой (рис. 2, а).

Выше при рассмотрении процессов в системе возбуждения предполагается симметричный режим установки силового компаундирования, т. е. токи в фазах ТСК равны по величине и сдвинуты на 120 эл. град. При несимметричных коротких замыканиях токи в фазах ТСК неодинаковы по значению и сдвинуты на разные углы зависимости от ви-

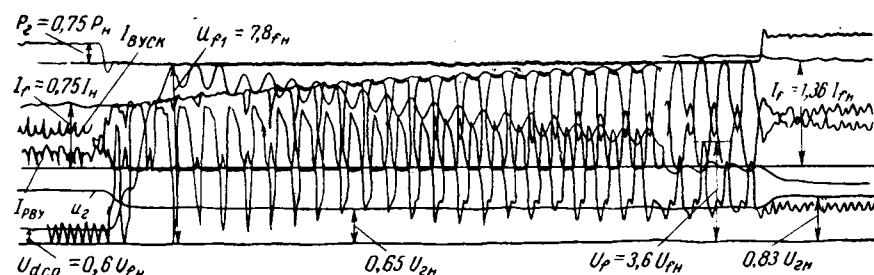


Рис. 3.

да короткого замыкания и индуктивного сопротивления $x_{вн}$, за которым произошло короткое замыкание. На рис. 3 показана осциллограмма процессов в системе возбуждения при двухфазном коротком замыкании за трансформатором. Как видно, перенапряжения в течение всего времени короткого замыкания постепенно уменьшаются от $7.8U_{fн}$ до $3.6U_{fн}$. При удаленном коротком замыкании длительность и амплитуда перенапряжений сравнительно невелики: $U_{\max} = 4.7U_{fн}$. Отметим, что влияние АРВ на длительность и характер перенапряжений несущественно.

Проведенные исследования позволяют определить технические требования к устройствам ограничения перенапряжений на обмотке возбуждения. Расчетным режимом является близкое несимметричное короткое замыкание, при котором наблюдается наибольшее различие токов в фазах ТСК по значению и углу сдвига. Этот вид короткого замыкания может быть определен предварительным расчетом для конкретной схемы связи генератора с системой.

Проверочным режимом для расчета устройства ограничения перенапряжений должно быть трехфазное короткое замыкание на выводах генератора, работающего в предшествующем режиме на холостом ходу. Отметим, что при принятых допущениях в моделировании трансформаторы силового компаундирования были представлены без учета тока намагничивания и насыщения магнитопровода.

Выводы. 1. Среднее значение выпрямленного напряжения при совместной работе преобразователей для углов регулирования от 0 до 60 эл. град может быть определено по известным соотношениям при работе трехфазного мостового преобразователя на чисто индуктивное сопротивление, а для углов выше 60 эл. град — на чисто активное сопротивление.

2. Возникновение перенапряжений на кольцах ротора при коротком замыкании в цепи статора объясняется разбалансом первичного и вторичного токов трансформатора силового компаундирования. Условия появления разбаланса токов зависят от параметров генератора, главным образом его демпферных контуров, удаленности короткого замыкания и расчетных параметров канала компаундирования. Незначительное сопротивление рассеяния демпферных контуров мощных турбогенераторов делает неизбежными перенапряжения на кольцах ротора при коротких замыканиях генератора.

3. Длительность указанных перенапряжений может быть минимальной, если параметры канала

Методы расчета передаточных функций сложных электрических цепей

В. В. ИЛЬИННИЧИН

Москва

Собственное время действия устройств релейной защиты, автоматики и регулирования находится в пределах нескольких периодов промышленной частоты. Поэтому при разработке и исследовании этих устройств необходим учет влияния электромагнитных переходных процессов в первичных и вторичных цепях.

Одним из направлений в расчетах переходных процессов во вторичных цепях является метод, основанный на предварительном построении операторных передаточных функций электрической цепи.

Передаточные функции $W(p)$ пассивной электрической цепи, состоящей из элементов R , L и C , вычисляются в виде:

$$W(p) = \frac{\Delta_{mn}(p)}{\Delta(p)} = \frac{a_1 p^t + a_{t-1} p^{t-1} + \dots + a_0}{b^t p^t + b_{t-1} p^{t-1} + \dots + b_0}, \quad (1)$$

Передаточные функции (1) дают возможность использовать теорию обобщенных функций [Л. 1] для исследования переходных процессов в схемах релейной защиты, автоматики и регулирования при скачкообразном изменении их параметров (в случаях кусочно-линейной аппроксимации характеристик нелинейных элементов, замыкания контактов реле и т. п.). Передаточные функции позволяют также рассчитывать переходный процесс, применяя операционное исчисление и методы численного обращения преобразования Лапласа [Л. 2 и 3]. Наконец, при расчете переходных процессов на ЦВМ для получения оригинала по найденным передаточным функциям могут быть использованы методы численного интегрирования. Для этого с помощью вычисленных передаточных функций составляется система дифференциальных уравнений, приведенная к нормальной форме. Отметим, что в сравнении с расчетом по методу [Л. 4], где переходный процесс также рассчитывается методом численного интегрирования, использование передаточных функций имеет преимущества в тех случаях, когда требуется определить только одну или несколько искомых величин.

Ниже рассматриваются методы вычислений передаточных функций по уравнениям контурных токов и узловых потенциалов. Первый метод более эффективен при большом числе ветвей искомой схемы, связанных электромагнитно.

компаундирования удовлетворяют соотношению [Л. 5].

Литература

- Глебов И. А. и др., Исследование ионно-полупроводниковой системы возбуждения мощных турбогенераторов, «Электричество», 1962, № 2.
- Глебов И. А. и др., Результаты исследования системы возбуждения турбогенераторов 50 Мвт с управляемыми и неуправляемыми выпрямителями, сб. докладов «Системы возбуждения турбогенераторов», «Информстандартэлектро», 1967.
- Безруких П. П., Моделирование системы возбужде-

Соотношения для передаточных функций. Так как исходные уравнения электрической цепи, представленные в матричной форме, имеют одинаковую структуру будучи записанными как методом контурных токов, так и методом узловых потенциалов, то, абстрагируясь, рассмотрим связь между матрицей-столбцом зависимых переменных $\mathbf{Y}(p)$ и матрицей-столбцом независимых переменных $\mathbf{X}(p)$

$$\mathbf{X}(p) = \mathbf{A}(p) \mathbf{Y}(p), \quad (2)$$

где \mathbf{A} — квадратная симметричная матрица k -го порядка коэффициентов пропорциональности между \mathbf{Y} и \mathbf{X} .

Решение системы уравнений (2) может быть представлено в виде:

$$Y_m(p) = \frac{(-1)^{m+n}}{\Delta p} \sum_{n=1}^k X_n(p) \Delta_{nm}(p), \quad (3)$$

где Δp — определитель матрицы $\mathbf{A}(p)$; $\Delta_{nm}(p)$ — алгебраическое дополнение к элементу матрицы $\mathbf{A}(p)$, расположенному в строке m и столбце n ; k — порядок системы уравнений (2).

Последовательно полагая все независимые переменные, кроме $X_n(p)$, равными нулю, определим значения всех передаточных функций электрической цепи:

$$\left. \begin{aligned} W_{mm}(p) &= \frac{Y_m(p)}{X_m(p)} = \frac{\Delta_{mm}(p)}{\Delta(p)} && \text{при } m=n; \\ W_{mn}(p) &= \frac{Y_m(p)}{X_n(p)} = (-1)^{m+n} \frac{\Delta_{nm}(p)}{\Delta(p)} && \text{при } m \neq n. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Расчет контурных операторных проводимостей. Для метода контурных токов уравнения (3) остаются справедливыми, если положить

$$W_{mm}(p) \equiv G_{mm}(p); \quad W_{mn}(p) \equiv G_{mn}(p),$$

где G_{mm} и G_{mn} — собственные и взаимные проводимости контуров.

Элементами исходной матрицы $\mathbf{A}(p)$ являются собственные и взаимные сопротивления ветвей контуров RLC -цепи, т. е. $\mathbf{A}(p) \equiv z(p)$, где элементом матрицы $z(p)$, стоящим в строке m и столбце n — $z_{mn}(p)$, является полином вида:

$$z(p) = pL_{mn} + R_{mn} + p^{-1}C_{mn}^{-1}. \quad (5)$$

ния мощных турбогенераторов, Доклады V межвузовской конференции по физическому и математическому моделированию, изд-во «Энергия», 1968.

4. Курдиани И. С. и Хомерики О. К., Работа трехфазного выпрямителя при его питании от трансформатора тока, «Электричество», 1954, № 3.

5. Ульянов С. А., Электромагнитные переходные процессы в электрических системах, изд-во «Энергия», 1964.

6. Каганов Л. И., Электронные и ионные преобразователи, ч. III, Госэнергоиздат, 1956.

[26.7.1969]



Коэффициенты L_{mn} , R_{mn} , C_{mn}^{-1} определяются по заданным значениям индуктивностей (с учетом взаимоиндуктивных связей), активных сопротивлений и емкостей ветвей контуров цепи и могут быть вычислены на ЦВМ с помощью матриц инциденций [Л. 5].

Таким образом, определение операторных проводимостей $G_{mn}(p)$ по (4) сводится к вычислению определителя и соответствующих алгебраических дополнений матрицы операторных сопротивлений ветвей контуров $\mathbf{z}(p)$. Так как для линейной цепи матрица $\mathbf{z}(p)$ симметрическая, то для вычисления передаточных функций всех контуров нужно найти ее определитель и $\frac{k(k+1)}{2}$ алгебраических дополнений $(k-1)$ -го порядка. Для этого воспользуемся методом приведения матрицы к диагональному виду и распространим его на матрицу, элементами которой являются полиномы вида (5).

В [Л. 6] показано, что в результате $k-1$ элементарного преобразования (k — число контуров цепи), сводящегося к замене любой строки (столбца) линейной комбинацией строк (столбцов), числовая матрица \mathbf{z} может быть приведена к диагональному виду:

$$\left[\begin{array}{c} z_{11} \\ z_{22}^{(1)} \\ z_{33}^{(2)} \\ \vdots \\ z_{kk}^{(k-1)} \end{array} \right],$$

где индекс в скобках обозначает шаг преобразования. Преобразованные элементы матрицы вычисляются по формуле:

$$z_{mn}^{(i)} = z_{mn}^{(i-1)} - \frac{z_{mi}^{(i-1)} z_{in}^{(i-1)}}{z_{ii}^{(i-1)}}, \quad (6)$$

где $m, n = i+1, \dots, k$.

После приведения исходной матрицы \mathbf{z} к диагональному виду ее определитель

$$\Delta = z_{11} z_{22}^{(1)} \dots z_{kk}^{(k-1)}. \quad (7)$$

Учитывая, что элементами матрицы $\mathbf{z}(p)$ являются многочлены (5), непосредственно использовать соотношение (6) для ее приведения к диагональному виду невозможно. Поэтому выражение (6) преобразуем.

По аналогии с (7) находим, что любой главный минор матрицы \mathbf{z} порядка i

$$\Delta_i = z_{11} z_{22}^{(1)} \dots z_{ii}^{(i-1)}. \quad (8)$$

Вычислим минор порядка $(i+1)$, образованный главным минором Δ_i с добавлением строки m и столбца n . Учитывая, что в указанном миноре от-

личны от нуля только диагональные элементы, имеем:

$$\Delta_{i+1}^{mn} = (z_{11} z_{22}^{(1)} \dots z_{ii}^{(i-1)}) z_{mn}^{(i)}, \quad (9)$$

откуда следует, что

$$z_{mn}^{(i)} = \frac{\Delta_{i+1}^{mn}}{\Delta_i}. \quad (10)$$

На каждом шаге элементарного преобразования i все элементы строки (столбца) i , кроме диагонального, заменяются нулями. Остальные элементы пересчитываются по (10). Следовательно, на i -м шаге преобразования преобразованная матрица \mathbf{z} имеет вид (при $i=0$, $\Delta_0=1$):

$$\left[\begin{array}{cccccc} \frac{\Delta_1^{11}}{\Delta_0} & & & & & & \\ & \frac{\Delta_2^{22}}{\Delta_1^{11}} & & & & & \\ & & \ddots & & & & \\ & & & \frac{\Delta_i^{ii}}{\Delta_{i-1}^{i-1,i-1}} & & & \\ & & & & \frac{\Delta_{i+1}^{i+1,i+1}}{\Delta_i^{ii}} & \frac{\Delta_{i+1}^{i+1,i+2}}{\Delta_i^{ii}} & \dots & \frac{\Delta_{i+1}^{i+1,n}}{\Delta_i^{ii}} & \dots & \frac{\Delta_{i+1}^{i+1,k}}{\Delta_i^{ii}} \\ & & & & & \frac{\Delta_{i+2}^{i+2,i+1}}{\Delta_i^{ii}} & \frac{\Delta_{i+2}^{i+2,i+2}}{\Delta_i^{ii}} & \dots & \frac{\Delta_{i+2}^{i+2,n}}{\Delta_i^{ii}} & \dots & \frac{\Delta_{i+2}^{i+2,k}}{\Delta_i^{ii}} \\ & & & & & & \ddots & & & & & \\ & & & & & & & \frac{\Delta_{i+1}^{m,i+1}}{\Delta_i^{ii}} & \frac{\Delta_{i+1}^{m,i+2}}{\Delta_i^{ii}} & \dots & \frac{\Delta_{i+1}^{m,n}}{\Delta_i^{ii}} & \dots & \frac{\Delta_{i+1}^{m,k}}{\Delta_i^{ii}} \\ & & & & & & & & \ddots & & & & \\ & & & & & & & & & \frac{\Delta_{i+1}^{k,i+1}}{\Delta_i^{ii}} & \frac{\Delta_{i+1}^{k,i+2}}{\Delta_i^{ii}} & \dots & \frac{\Delta_{i+1}^{k,n}}{\Delta_i^{ii}} & \dots & \frac{\Delta_{i+1}^{k,k}}{\Delta_i^{ii}} \end{array} \right].$$

С учетом (10) преобразуем формулу (6):

$$z_{mn}^{(i)} = \frac{\frac{\Delta_i^{mn}}{\Delta_{i-1}} \frac{\Delta_i}{\Delta_{i-1}} - \frac{\Delta_i^{mi}}{\Delta_{i-1}} \frac{\Delta_i^{in}}{\Delta_{i-1}}}{\frac{\Delta_i}{\Delta_{i-1}}}. \quad (11)$$

Сравнивая (10) и (11), находим:

$$\Delta_{i+1}^{mn} = \frac{\Delta_i^{mn} \Delta_i - \Delta_i^{mi} \Delta_i^{in}}{\Delta_{i-1}}. \quad (12)$$

По выражению (12) рассчитываются числители элементов $z_{mn}^{(i)}$. При этом любой минор исходной матрицы $\mathbf{z}(p)$ является целым многочленом относительно оператора p , так как целыми многочленами являются элементы матрицы $\mathbf{z}(p)$. Следовательно, в выражении (12) числитель делится на знаменатель без остатка.

Применение $(k-1)$ раз формул (10) и (12) приводит матрицу контурных операторных сопротивлений $\mathbf{z}(p)$ к диагональному виду:

$$\left[\begin{array}{c} \frac{\Delta_1^{11}}{\Delta_0} \\ \frac{\Delta_2^{22}}{\Delta_1^{11}} \\ \vdots \\ \frac{\Delta_{k-1}^{k-1,k-1}}{\Delta_{k-2}^{k-2,k-2}} \\ \frac{\Delta_k^{kk}}{\Delta_{k-1}^{k-1,k-1}} \end{array} \right] . \quad (13)$$

Определитель исходной матрицы, как видно из (13), равен Δ_k^{kk} .

Аналогично вычисляются все алгебраические дополнения $\Delta_{mn}(p)$.

В приложении 1 приведен пример вычисления операторных проводимостей.

Расчет узловых операторных сопротивлений. Потенциал любого узла линейной электрической цепи по отношению к базисному определяется по формуле (3) при замене $Y(p)$ на $U(p)$ и $X(p)$ на $I(p)$. Соответственно выражения (4) определяют соотношения для операторных собственных $W_{mm}(p) \equiv Z_{mm}(p)$ и взаимных $W_{mn}(p) \equiv Z_{mn}(p)$ сопротивлений узлов цепи. При этом элементами матрицы $A(p)$ являются собственные и взаимные проводимости узлов исходной цепи, т. е. $A(p) \equiv g(p)$, которые определяются по известным операторным проводимостям ветвей. Однако в отличие от контурных операторных сопротивлений ветвей элементы матрицы $g(p)$ представляются в общем случае (после приведения их к общему знаменателю) дробно-рациональными функциями вида (1), числители и знаменатели которых — полиномы более высокого порядка, чем (5).

Считая знаменатель дробно-рациональных функций общим делителем, к числителям элементов матрицы $g(p)$ может быть применена вышеупомянутая методика приведения матрицы к диагональному виду и вычисления ее определителя и алгебраических дополнений. Для удобства вычислений, однако, целесообразно, чтобы узловые проводимости также выражались полиномами вида (5)

$$g_{mn}(p) = pC_{mn} + R_{mn}^{-1} + p^{-1}L_{mn}^{-1}.$$

Для этого достаточно положить, что ветви цепи может состоять только или из активного R , индуктивного pL или емкостного сопротивлений $p^{-1}C^{-1}$. Если в ветвь входят последовательные элементы, то их следует разделять узлом. Этого можно избежать, применяя рассматриваемую ниже методику вычисления узловых передаточных функций. В настоящее время в Вычислительном центре Технического управления Минэнерго СССР выполнена программа расчетов переходных электромагнитных процессов в линейных электрических цепях, в которой узловые передаточные функции используются для составления системы дифференциальных уравнений,

решаемой численными методами интегрирования. Для подсчета самих же операторных узловых сопротивлений используется логика метода наращивания, применяемого для расчетов периодических токов и напряжений [Л. 7 и 8]. Распространим этот метод на RLC -цепи, сопротивления ветвей которых заданы в операторной форме (5).

По этому методу полная расчетная схема цепи образуется путем последовательного добавления ветвей и вычисления частичных матриц $Z_{mn}(p)$ част для получающейся последовательности частичных схем. На каждом этапе наращивания включается одна ветвь sq схемы между узлами s и q , имеющая сопротивление $z_{sq}(p)$. При этом может случиться, что вновь включаемая ветвь sq вносит новый узел q (порядок частичной матрицы увеличивается на единицу) или не вносит нового узла (порядок частичной матрицы не увеличивается).

В первом случае расчет элементов нового столбца и строки матрицы $Z(p)$ част производится по формулам:

$$\left. \begin{aligned} Z_{mq}(p) &= Z_{qm}(p) = Z_{ms}(p) = \frac{a_{ms}(p)}{\Delta^c(p)} \text{ при } m \neq q; \\ Z_{qq}(p) &= \frac{a_{ss}(p) + \Delta^c(p) z_{sq}(p)}{\Delta^c(p)} \text{ при } m = q. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

В частном случае, когда ветвь sq присоединяется к базисному узлу, т. е. $s = 0$, $a_{ss}(p) = a_{ms}(p) = 0$,

$$\left. \begin{aligned} Z_{mq}(p) &= Z_{qm}(p) = \frac{0}{\Delta^c(p)} \text{ при } m \neq q; \\ Z_{qq}(p) &= \frac{\Delta^c(p) z_{sq}(p)}{\Delta^c(p)} \text{ при } m = q. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Во втором случае расчет ведется в 2 этапа.

Подсчитываются элементы дополнительного столбца и строки L :

$$\left. \begin{aligned} Z_{mL}(p) &= Z_{Lm}(p) = \frac{a_{ms}(p) - a_{mq}(p)}{\Delta^c(p)} = \\ &= \frac{a_{mL}(p)}{\Delta^c(p)} \text{ при } m \neq L \quad (m = 1, 2, \dots, L-1); \\ Z_{LL}(p) &= \frac{a_{ss}(p) + a_{qq}(p) - 2a_{sq}(p) + \Delta^c(p) z_{sq}(p)}{\Delta^c(p)} = \\ &= \frac{\Delta^h(p)}{\Delta^c(p)} \text{ при } m = L. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

В частном случае, когда ветвь sq присоединяется к базисному узлу, т. е. $s = 0$,

$$\left. \begin{aligned} Z_{mL}(p) &= Z_{Lm}(p) = -\frac{a_{mq}(p)}{\Delta^c(p)} \text{ при } m \neq L; \\ Z_{LL}(p) &= \frac{a_{qq}(p) + \Delta^c(p) z_{sq}(p)}{\Delta^c(p)} = \frac{\Delta^h(p)}{\Delta^c(p)} \text{ при } m = L. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

Исключаются вновь введенные столбец и строка L , т. е. определяются искомые элементы новой частичной матрицы

$$Z_{mn}^h(p) = \frac{a_{mn}^h(p)}{\Delta^h(p)}, \quad (18)$$

где

$$a_{mn}^h(p) = \frac{a_{mn}^c(p)\Delta^h(p) - a_{mL}(p)a_{Ln}(p)}{\Delta^c(p)}.$$

В приведенных формулах:

$\Delta^l(p)$ — общий знаменатель элементов частичной матрицы $Z(p)_{\text{част}}$;

$\Delta^c(p)$ — то же без учета ветви sq ;

$\Delta^h(p)$ — то же с учетом ветви sq , для случая, когда ветвь sq не вносит нового узла;

$a_{mn}(p)$ — числитель элемента частичной матрицы $Z(p)_{\text{част}}$, расположенного в строке m и столбце n ;

$a_{mn}^c(p)$ — то же без учета ветви sq ;

$a_{mn}^h(p)$ — то же с учетом ветви sq после исключения строки и столбца L ;

$a_{mL}(p), a_{Ln}(p)$ — числители элементов строки и столбца L .

Таким образом, последовательное присоединение всех ветвей схемы с использованием на каждом шаге наращивания формул (14) — (18) для подсчета элементов частичных матриц дает возможность подсчитать k узловых передаточных функций цепи (вследствие симметричности матрицы $z(p)$ подсчитывается только $\frac{k(k+1)}{2}$ передаточных функций).

Обычно в практических расчетах требуется вычисление значительно меньшего количества передаточных функций, чем $\frac{k(k+1)}{2}$. Поэтому для сокращения

объема вычислений метод наращивания целесообразно применять с последовательным устранением тех узлов цепи (после присоединения всех ветвей, примыкающих к устраниему узлу), к которым не подключены активные элементы и которые не входят в расчетную информацию [Л. 9].

Использование метода узловых потенциалов встречает некоторые трудности при расчете переходных процессов в схемах, содержащих элементы с взаимоиндуктивными связями. В программе расчетов переходных процессов Вычислительного центра Технического управления используется способ развязки взаимоиндуктивных связей и создание схемы замещения в виде полного многоугольника [Л. 10]. Для этого на ветви, имеющие взаимоиндуктивные связи, накладывается условие, чтобы их сопротивления были только индуктивными.

На рис. 1 приведена блок-схема программы вычисления собственных и взаимных операторных узловых сопротивлений, а в приложении 2 приведен расчет узлового операторного сопротивле-

ния органа манипуляции защиты типа ДФЗ-400.

Выводы. 1. Предложенные методы и алгоритмы позволяют рассчитывать передаточные функции сложных электрических цепей с высоким порядком дифференциальных уравнений.

2. Автоматизация расчетов передаточных функций дает возможность использовать ЦВМ для исследований устройств релейной защиты, автоматики и регулирования в нестационарных режимах с учетом переходных процессов как в первичной, так и во вторичных цепях.

Приложение I. Вычислим передаточные функции $G_{33}(p)$, $G_{23}(p)$ для схемы, показанной на рис. 2.

Исходная матрица контурных сопротивлений

$$z(p) = \begin{bmatrix} p^{-1} + 1 & p^{-1} & 0 \\ p^{-1} & p^{-1} + 1 + p & 1 \\ 0 & 1 & p^{-1} + 1 \end{bmatrix}. \quad (19)$$

Согласно (4)

$$G_{33}(p) = \frac{\Delta_{33}(p)}{\Delta(p)}; G_{23}(p) = (-1)^5 \frac{\Delta_{23}(p)}{\Delta(p)}. \quad (20)$$

Вычислим определитель $\Delta(p)$.

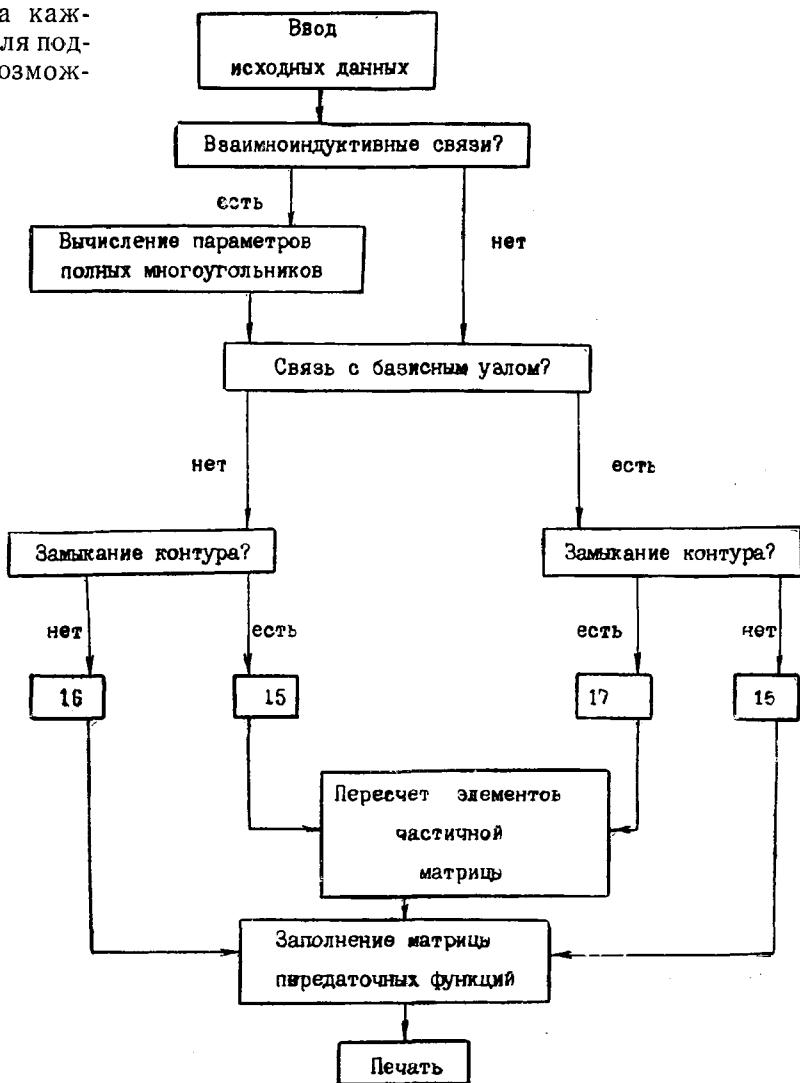


Рис. 1. Блок-схема программы расчета матрицы узловых передаточных функций.

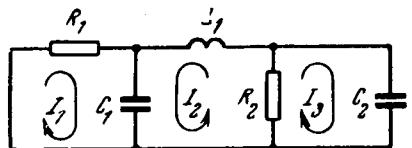


Рис. 2. К расчету контурных операторных проводимостей $G_{33}(p)$, $G_{23}(p)$.
 $R_1 = R_2 = 1 \text{ ом}$; $C_1 = C_2 = 1 \text{ ф}$;
 $L_1 = 1 \text{ гн}$.

На первом шаге преобразований ($i=1, m, n=2, 3$) элемент $Z_{11}(p)$ остается неизменным, а другие элементы первой строки и столбца обращаются в нули. Остальные элементы пересчитываются по формулам (10) и (12). Для этого, используя (12) по соответствующим элементам матрицы (19), подсчитываются числители элементов $Z^{(1)}(p)$. Учитывая, что $\Delta_{i-1}=1$, например, для числителя элемента $Z^{(1)}_{22}$ ($m=n=2$), находим:

$$\Delta_2(p) = (p^{-1} + 1 + p)(p^{-1} + 1) - p^2 = 2p^{-1} + 2 + p.$$

Так как $\Delta_1(p) = p^{-1} + 1$, окончательно по (10) для элемента $Z^{(1)}_{22}(p)$ получим: $Z^{(1)}_{22}(p) = \frac{2p^{-1} + 2 + p}{p^{-1} + 1}$. Перед вторым этапом преобразований

$$Z^{(1)}(p) = \begin{bmatrix} p^{-1} + 1 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{2p^{-1} + 2 + p}{p^{-1} + 1} & \frac{p^{-1} + 1}{p^{-1} + 1} \\ 0 & \frac{p^{-1} + 1}{p^{-1} + 1} & \frac{(p^{-1} + 1)^2}{p^{-1} + 1} \end{bmatrix}. \quad (21)$$

На втором шаге преобразований ($i=2, m, n=3$) пересчиту подлежит только элемент $Z^{(2)}_{33}(p)$, с учетом того, что $\Delta_1(p) = p^{-1} + 1$, $\Delta_2 = 2p^{-1} + 2 + p$

$$Z^{(2)}(p) = \begin{bmatrix} p^{-1} + 1 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{2p^{-1} + 2 + p}{p^{-1} + 1} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{(2p^{-1} + 1 + p)(p^{-1} + 1)}{2p^{-1} + 2 + p} \end{bmatrix}. \quad (22)$$

Определитель исходной матрицы в соответствии с (13) равен числителю элемента $Z^{(2)}_{33}(p)$, т. е.

$$\Delta(p) = (2p^{-1} + 1 + p)(p^{-1} + 1).$$

Для определения алгебраического дополнения к элементу $Z_{33}(p)$ требуется вычислить определитель матрицы второго порядка после вычеркивания третьей строки и третьего столбца в исходной матрице (19).

При нахождении определителя исходной матрицы вычисляется и необходимое алгебраическое дополнение, которое равно числителю элемента $Z^{(2)}_{22}$ в (22), т. е.

$$\Delta_{33}(p) = 2p^{-1} + 2 + p.$$

Таким образом, по (20) находим:

$$G_{33}(p) = \frac{2p^{-1} + 2 + p}{(p^{-1} + 1)(2p^{-1} + 1 + p)} = \frac{p^3 + 2p^2 + 2p}{(p+1)(p^2 + p + 2)}.$$

Для расчета взаимной операторной проводимости между вторым и третьим контурами $G_{23}(p)$ по (20) необходимо дополнительно вычислить определитель $\Delta_{23}(p)$ матрицы

$$\begin{bmatrix} p^{-1} + 1 & p^{-1} \\ 0 & 1 \end{bmatrix},$$

получающейся вычеркиванием второй строки и третьего столбца из исходной матрицы $z(p)$. В результате

$$G_{23}(p) = -\frac{p^{-1} + 1}{(p^{-1} + 1)(2p^{-1} + 1 + p)} = -\frac{p}{p^2 + p + 2}.$$

Из приведенного можно сделать вывод, что методика вычисления определителя исходной матрицы и соответствующих алгебраических дополнений одинакова и повторяется при расчете различных передаточных функций. Это позволяет алгоритмизировать расчеты передаточных функций сложных электрических цепей на ЦВМ.

Приложение II. Методом наращивания ветвей определим $Z_{14}(p)$ для схемы, показанной на рис. 3. Ниже показаны первые этапы вычисления полиноминальных коэффициентов. (В расчетах использовался оператор $\tilde{p} = \frac{p}{314}$, однако для упрощения записи символ оператора не менялся.)

1-й этап. Включается ветвь 01 ($s=0, q=1$): $Z_{01} = 0,47 \cdot 10^4$. По формуле (15) определяется единственный элемент Z_{11} частичной матрицы $Z^{(1)}(p)$ част

$$Z^{(1)}(p)_{част} = 10^4 \frac{1}{[0,47]} 1.$$

2-й этап. Включается ветвь с сопротивлением $Z_{12}(p) = 1,15 \cdot 10^4 p$ ($s=1, q=2$). При этом к $Z^{(1)}(p)$ част прибавляется вторая строка и второй столбец. В соответствии с (14) с учетом, что $\Delta^c = \Delta^1 = 1$: $Z_{12}(p) = 0,47 \cdot 10^4$ ($m=1$),

$$Z_{22}(p) = 0,47 \cdot 10^4 + p \cdot 1,15 \cdot 10^4 \quad (m=2), \text{ т. е.}$$

$$Z^{(2)}(p)_{част} = 10^4 \begin{bmatrix} 1 & 2 \\ 0,47 & 0,47 \\ 0,47 & 0,47 + p \cdot 1,15 \end{bmatrix}_1 \quad (\Delta^2 = 1).$$

3-й этап. Включается ветвь 02 ($s=0, q=2$) с сопротивлением $Z_{02}(p) = 0,83 \cdot 10^4, p^{-1}$, замыкающая контур. Учитывая, что $\Delta^c = \Delta^2 = 1$, аналогично предыдущему вычисляются элементы дополнительного столбца и строки L , например

$$Z_{LL}(p) = \frac{\Delta^u(p)}{\Delta^c(p)} = \frac{\Delta^3(p)}{\Delta^2(p)} = \Delta^3(p) = 10^4 (0,47 + p \cdot 1,15 + p^{-1} \cdot 0,83),$$

$$10^4 \begin{bmatrix} 1 & 2 \\ 0,47 & 0,47 \\ 0,47 & 0,47 + p \cdot 1,15 \\ -0,47 & -0,47 - p \cdot 1,15 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -0,47 \\ -0,47 - p \cdot 1,15 \\ p^{-1} \cdot 0,83 + 0,47 + p \cdot 1,15 \end{bmatrix}_L \quad 1$$

После этого пересчитываются элементы по (18) при исключении строки и столбца L

$$Z^{(3)}(p)_{част} = \frac{10^4}{\Delta^3(p)} \begin{bmatrix} 1 & 2 \\ 0,39p^{-1} + 0,54p & 0,39p^{-1} \\ 0,39p^{-1} & 0,39p^{-1} + 0,95 \end{bmatrix}_1 \quad 2$$

4-й этап. Включается ветвь 23 ($s=2, q=3$) с сопротивлением $Z_{23}(p) = (0,36 + p \cdot 2,75) \cdot 10^4$. Используя (14), аналогично операциям 2-го этапа, получим ($\Delta^4(p) = \Delta^3(p)$):

$$Z^{(4)}(p)_{част} =$$

$$= \frac{10^4}{\Delta^4(p)} \begin{bmatrix} 1 & 2 & 3 \\ 0,39p^{-1} + 0,54p & 0,39p^{-1} & 0,39p^{-1} \\ 0,39p^{-1} & 0,39p^{-1} + 0,95 & 0,39p^{-1} + 0,95 \\ 0,39p^{-1} & 0,39p^{-1} + 0,95 & 0,68p^{-1} + 3,38 + 1,70p + 3,15p^2 \end{bmatrix} \quad 1 \quad 2 \quad 3$$

Учитывая, что подключаемая к узлу 2 ветвь 23 — последняя и что относительно узла 2 не подсчитываются передаточные функции, он устраняется, т. е. строка и столбец 2 из дальнейшего рассмотрения исключаются.

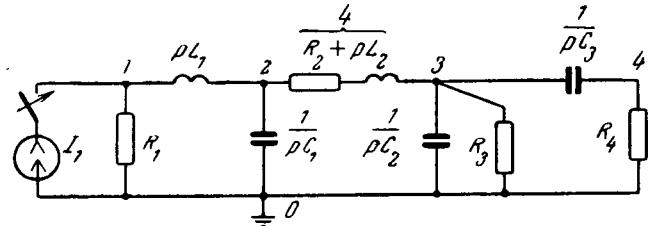


Рис. 3. К расчету узлового операторного сопротивления $Z_{14}(p)$.

$R_1 = 0,47 \cdot 10^4 \text{ ом}$; $x_{L_1} = 1,15 \cdot 10^4 \text{ ом}$; $R_2 = 0,36 \cdot 10^4 \text{ ом}$; $x_{L_2} = 2,75 \cdot 10^4 \text{ ом}$;
 $R_3 = 9,5 \cdot 10^4 \text{ ом}$; $x_{C_1} = 0,83 \cdot 10^4 \text{ ом}$; $R_4 = 9,1 \cdot 10^4 \text{ ом}$; $x_{C_3} = x_{C_4} = 4,42 \cdot 10^4 \text{ ом}$.

Наращивая остальные ветви схемы и устранив узел 3 после присоединения последней, примыкающей к нему ветви 34, получим окончательную матрицу узловых сопротивлений исходной схемы:

$$Z(p) = \frac{1}{\Delta(p)} \begin{vmatrix} 1 & 4 \\ 74,81p^{-3} + 195,17p^{-2} + & 148,28p^{-2} \\ + 303,64p^{-1} + 389,56 + & \\ + 200,72p + 127,94p^2 & \\ \hline 148,28p^{-2} & 1517,40p^{-3} + 1920,73p^{-2} + \\ & + 4828,04p^{-1} + 1863,74 + \\ & + 2408,20p \end{vmatrix},$$

где $\Delta(p) = 166,75p^{-3} + 554,12p^{-2} + 905,59p^{-1} + 1003,99 + 538,69p + 272,22p^2$.
Отсюда

$$Z_{14}(p) = \frac{0,54p}{p^6 + 1,98p^4 + 3,69p^3 + 3,33p^2 + 2,04p + 0,61}$$

Литература

1. Розенфельд А. С. и Яхинсон Б. И., Переходные процессы и обобщенные функции, изд-во «Наука», 1966.

2. Атабеков Г. И., Теоретические основы электротехники, изд-во «Энергия», 1966.

3. Крылов В. И. и Скобля Н. С., Справочная книга по численному обращению преобразования Лапласа, изд-во «Наука и техника», 1968.

4. Ступель А. И. и Ильиничин В. В., Расчет на ЭЦВМ переходных процессов в сложных электрических схемах методом контурных токов, «Электричество», 1967, № 12.

5. Мельников Н. А., Матричный метод анализа электрических цепей, изд-во «Энергия», 1966.

6. Демидович Б. П. и Марон И. А., Основы вычислительной математики, Физматгиз, 1963.

7. Хрущова Е. В. и др., Применение цифровых вычислительных машин для расчетов токов короткого замыкания в сложных энергосистемах по параметрам узловой сети, «Электричество», 1964, № 2.

8. Жидких Н. М. и Лосев С. Б., Алгоритм и программа расчета на АЦВМ Урал-2 трехфазных коротких замыканий в сложных сетях для релейной защиты, Сб. «Релейная защита и автоматика энергосистем», изд-во «Энергия», 1966.

9. Жидких Н. М. и Лосев С. Б., Алгоритм и универсальная программа для комплексного расчета на АЦВМ Урал-2 всех видов коротких замыканий в сложных сетях, «Электричество», 1967, № 5.

10. Ульянов С. А., Электромагнитные переходные процессы в электрических системах, изд-во «Энергия», 1964.

[21.7.1969]



УДК 621.3.019.32:621.316

Устойчивость релейно-контактной аппаратуры к воздействию ударов и вибраций

Доктор техн. наук Н. В. НОВЕЛЛА и канд. техн. наук Б. И. ЗОТОВ

Москва

Одной из возможных причин возникновения отказов релейно-контактной аппаратуры является воздействие ударов и вибраций.

Физическими источниками ударных возмущений для электротехнических установок, размещенных на подвижных объектах, являются транспортные удары и тряски автомобилей, удары при сцепке вагонов и локомотивов, толчки при посадке самолетов, удары волн по корпусу судна и т. д.

В стационарных установках возникновение ударных возмущений связано с работой мощных выключателей, кузнецких молотов и другого технологического оборудования, а в сейсмически активных районах страны — с колебаниями земной коры. Физическими источниками вибраций являются в основном быстroredвижущиеся неуравновешенные массы.

Практика показывает, что даже кратковременные самоустраняющиеся отказы (сбои) аппаратуры, широко применяемой в современных системах автоматики, защиты, дистанционного и телеуправления, могут привести к неправильному функционированию этих систем. Отсюда вытекает необходимость экспериментального и теоретического исследования реакции элементов и комплексов релейно-контактной аппаратуры на внешнее механическое воздействие. В результате проведенного исследования установлено, что отказы релейно-кон-

тактной аппаратуры являются случайными событиями в обширном диапазоне воздействий, поэтому наиболее объективными методами, позволяющими рассчитывать ударо- и виброустойчивость, являются методы теории вероятностей и математической статистики.

Основной количественной характеристикой устойчивости элемента к воздействию одиночного униполярного ударного импульса целесообразно считать вероятность безотказной работы при данном уровне воздействия:

$$P(a_y) = P\{A_0 \geq a_y; \tau, \tau_\Phi\} \quad (1)$$

или вероятность отказа

$$Q(a_y) = P\{A_0 \leq a_y; \tau, \tau_\Phi\}, \quad (2)$$

где A_0 — величина ускорения, при которой возникает отказ; a_y — действующее ударное ускорение; τ — длительность ударного импульса по основанию; τ_Φ — время нарастания ускорения от нуля до максимума.

Очевидно $0 \leq P(a_y) \leq 1$, $P(\infty) = 0$, $P(0) = 1$ и

$$P(a_y) = 1 - Q(a_y).$$

Статистическая эффективная, несмещенная и состоятельная оценка определяется выражением:

$$P^*(a_y) = \frac{N_0 - n(a_y)}{N_0}, \quad (3)$$

где N_0 — число образцов в исследуемой выборочной совокупности; $n(a_y)$ — число отказавших образцов.

Очевидная количественная характеристика уда-роустойчивости

$$A_{cp} = \int_{-\infty}^{+\infty} a_y Q'(a_y) da_y, \quad (4)$$

представляющая собой математическое ожидание ускорения, при котором возникает отказ, малопригодна для оценки случайной величины со значительной дисперсией.

Виброустойчивость можно количественно оце-нить математическим ожиданием величины вибров-ускорения данной частоты, при котором возникает отказ:

$$M[A_o(\omega)] = A_o, \quad (5)$$

а в том случае, если заранее известен только диапазон возможных частот $\omega_2 - \omega_1$, также коэффициен-том виброустойчивости

$$P(\omega) = 1 - \frac{\sum_{t=0}^n \Delta \omega_{p_t}}{\omega_2 - \omega_1}, \quad (6)$$

где $\Delta \omega_{p_t}$ — полоса частот, в которой возникают отказы при действии данного ускорения, определяе-мая по графику зависимости $A_o = f(\omega)$.

Формула для вычисления коэффициента вибров-устойчивости получена в предположении равнове-роятности появления любой частоты воздействия.

Система необходимых и достаточных условий безотказной работы релейно-контактного электроЭлемента может быть представлена в виде следую-щих функций:

$$\left. \begin{array}{l} \varphi_1 = h_0 - h_{kp} > 0; \\ \varphi_2 = \sigma_{kp} - \sigma_k > 0; \\ \varphi_3 = A_{ost} - A > 0; \\ \varphi_4 = S_0 - S_{kp} > 0; \\ \varphi_5 = r_{per}^{(3)} - r_{per, kp}^{(3)} > 0; \\ \varphi_6 = r_{per}^{(p)} - r_{per, kp}^{(p)} > 0. \end{array} \right\} \quad (7)$$

Здесь h , σ , A , S , r — параметры электроэлеме-та, определяющие его устойчивость соответственно в отношении электрического и теплового пробоев изоляции, отказов конструкции, токоведущих частей и контактных систем.

При $\varphi_i = 0$ вероятность безотказной работы элек-троэлемента может быть выражена как вероятность того, что некоторый шестимерный векторный па-раметр z находится в заданном континуальном про-странстве G допустимых значений этого параметра:

$$P_3 = P\{z \in G\}. \quad (8)$$

Вычисление P_3 связано с трудностями интегри-рования сложных кратных интегралов. Реализация расчета вероятности безотказной работы элемента затруднительна и в тех частных случаях, когда ре-

шение этих интегралов представляется возможным, ибо законы распределения аргументов, входящих в функции безотказной работы, не могут опреде-ляться априорным путем.

Один из возможных способов решения задачи — экспериментальное определение сечений области G с последующим расчетом необходимых показателей по теоретическому закону распределения, наилучшим образом согласующемуся с опытными данными (таблица). Очевидно, в первую очередь следует рассматривать законы распределения с монотонно возрастающим основным параметром: нормальный, Шарлье, Вейбулла, Релея и др. Сравнительно легко

Результаты статистической обработки опытных данных с помощью ЦВМ

Закон распределения	Параметры распределения	Значения критериев согласия Колмогорова и Лирсона	Наименование и тип аппаратуры					
			реле МКУ-48 ($t=35$ мсек)	реле МКУ-48 ($t=20$ мсек)	реле НМШ I ($t=10$ мсек)	реле НМШ II ($t=35$ мсек)	автомат. выкл. АИ-50 ($t=20$ мсек)	
Усеченное нормальное распределение	x σ	D λ $p(\lambda)$ χ^2 p	8,41 1,98 1,00 0,16 0,54 0,93 4,99 0,18	6,93 2,10 1,00 0,01 0,33 0,99 1,52 0,68	6,38 0,96 1,00 0,04 0,13 0,99 0,59 0,90	7,41 0,76 1,00 0,03 0,10 0,99 0,22 0,96	27,6 15,1 1,04 0,14 0,40 0,98 2,74 0,45	
Логарифмически нормальное распределение	y σ	D λ $p(\lambda)$ χ^2 p	0,91 0,11 0,13 0,47 0,97 6,59 0,08	0,82 0,13 0,05 0,18 0,99 0,58 0,90	0,79 0,08 0,08 0,26 0,99 — —	0,86 0,04 0,05 0,17 0,99 — —	1,34 0,32 0,18 0,52 0,94 4,11 0,25	
Распределение Релея	x σ	D λ $p(\lambda)$ χ^2 p	8,41 6,71 0,25 0,88 0,42 20,2 0,001	6,93 5,57 0,22 0,78 0,55 7,44 0,11	6,38 5,09 0,28 0,97 0,30 19,1 0,001	7,41 5,92 0,36 1,27 0,07 32,2 0,00	27,6 22,0 0,12 0,34 0,99 2,75 0,59	
Показательное распределение	x σ	D λ $p(\lambda)$ χ^2 p	0,40 1,38 0,04 49,9 0,00	0,41 1,43 0,03 21,6 0,00	0,40 1,37 0,04 47,7 0,00	0,49 1,72 0,00 73,6 0,00	0,20 0,58 0,88 5,03 0,15	
Распределение Шарлье	x σ S_k F_x	D λ $p(\lambda)$ χ^2 p	8,41 1,98 -0,05 0,03 0,16 0,55 0,92 4,99 0,18	6,93 2,10 0,80 0,40 0,09 0,30 0,99 1,40 0,70	6,38 0,96 -1,47 1,36 0,04 0,12 0,99 0,08 0,99	7,41 0,76 -1,43 3,78 0,18 0,61 0,85 17,1 0,002	27,6 15,1 -0,13 -1,32 0,11 0,31 0,90 2,88 0,40	
Гамма-распределение	η σ	D λ $p(\lambda)$ χ^2 p	2,13 17,9 0,13 0,26 0,99 5,10 0,15	1,56 10,8 0,05 0,21 0,99 0,84 0,85	6,90 44,1 — — — — —	12,6 93,8 — — — — —	0,12 3,31 0,13 0,37 0,99 3,54 0,36	
Распределение Вейбулла	x k	D λ $p(\lambda)$ χ^2 p	4,70 34,184 0,17 0,61 0,84 37,4 0,001	3,42 1,084 0,09 0,32 0,99 24,5 0,001	8,97 272,10 [*] 0,005 0,02 0,93 32,4 0,001	9,99 716,10 [*] 0,08 0,29 0,99 22,1 0,001	1,85 582 0,11 0,32 0,99 17,4 0,00	

можно, например, построить математическую модель, приводящую к нормальному закону.

Так, при усеченном нормальном распределении

$$P(a_y) = \frac{1 - \Phi\left(\frac{a_y - A_1}{\sigma \sqrt{2}}\right)}{1 + \Phi\left(\frac{A_1}{\sigma \sqrt{2}}\right)}, \quad (9)$$

$$A_{cp} = A_1 + \frac{0,796\sigma}{1 + \Phi\left(\frac{A_1}{\sigma \sqrt{2}}\right)} \exp\left[-\frac{A_1^2}{2\sigma^2}\right], \quad (10)$$

где $\Phi(x)$ — функция Лапласа — Гаусса; A_1 — математическое ожидание ускорения, вызывающего отказ при нормальном законе распределения; σ^2 — дисперсия.

Вопрос о том, какой из известных законов распределения следует применять для конкретной аппаратуры, целесообразно решать с помощью ЦВМ. Результаты одного из таких расчетов представлены в таблице. Как видно, наилучшую сходимость с опытными данными имеет усеченное нормальное распределение, наихудшую — показательное распределение.

Приведенные выше основные выражения пригодны для расчета вероятности безотказной работы элемента при фиксированном уровне воздействия. При случайному уровне воздействия, подчиненном нормальному закону, вероятность безотказной работы элемента составит

$$P(a_y) = \left[1 - \Phi\left(\frac{A_1 - m_{a_y}}{\sqrt{2(\sigma^2 + \sigma_{a_y}^2)}}\right)\right] \left[\frac{1}{1 + \Phi\left(\frac{A_1}{\sqrt{2(\sigma^2 + \sigma_{a_y}^2)}}\right)}\right], \quad (11)$$

где m_{a_y} — математическое ожидание возмущающего ускорения;

σ_{a_y} — среднее квадратическое отклонение величины a_y .

При произвольных законах распределения величин a_y и A_0 , заданных вариационными рядами или другими дискретными формами,

$$P(a_y) = \sum_{x=1}^n P(A_0 > x) P(a_y < x) = \sum_{x=1}^n \int_x^\infty f(A_0) \times \\ \times dA_0 \int_0^x f(a_y) da_y, \quad (12)$$

где n — число разрядов гистограммы или вариационного ряда; $f(u)$ — функция плотности распределения.

Аналогичные формулы можно получить применительно к вибруустойчивости.

Для количественной оценки ударо- и вибруустойчивости систем, состоящих из функционально связанных элементов, необходимо составить логическую (структурную) схему, последовательно рассматривая все возможные состояния, в которых может оказаться система в результате воздействия. Свертывание логической схемы можно производить,

2*

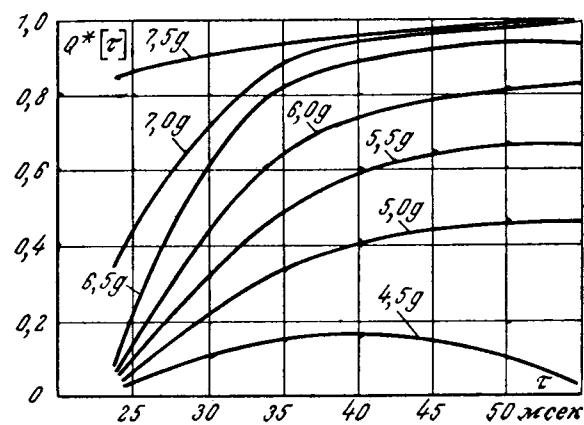


Рис. 1. Зависимость статистической вероятности отказа реле типа ПЭ-10 от длительности импульса перегрузки.

используя известные теоремы алгебры логики. Следует особо отметить, что при этих расчетах возникает необходимость учета влияния передаточных свойств конструкций на параметры механического воздействия.

Для получения необходимых статистических данных целесообразно использовать специальные ударные и вибрационные стенды.

Методика экспериментов должна базироваться на следующих основных положениях:

приложение воздействия к оси наименьшей устойчивости релейно-контактной аппаратуры;

варьирование основных параметров воздействия в ожидаемых пределах;

получение экспериментального материала в объеме, достаточном для эффективного применения статистических методов обработки;

создание номинальных или близких к ним режимов работы испытываемой аппаратуры.

Экспериментальный материал позволяет сделать некоторые обобщения и выводы. Наиболее существенным, по нашему мнению, представляется то обстоятельство, что вероятность отказа электроаппаратуры при воздействии ударных ускорений является функцией не только максимальной перегрузки, но и других параметров ударного импульса: длительности, крутизны переднего фронта, асимметрии и эксцесса, из которых обобщающим и самым существенным по своему влиянию следует считать длительность импульса по основанию. Следовательно, реакция электроаппаратуры на механическое воздействие зависит от спектрального состава функции воздействия, связанного, в свою очередь, с длительностью возмущающего импульса. На рис. 1 представлена характерная зависимость статистической вероятности отказа от длительности импульса ускорения при постоянном максимуме ускорения.

Как видно, корреляционная связь между вероятностью отказа и длительностью импульса при малых ускорениях незначительна, затем она усиливается, достигая при некотором значении максимума, а при дальнейшем увеличении амплитуды импульса снова ослабляется. Таким образом, для получения достоверных данных об устойчивости аппаратуры к воздействию ударных ускорений необходимо, по меньшей мере, знание вероятностных характеристик

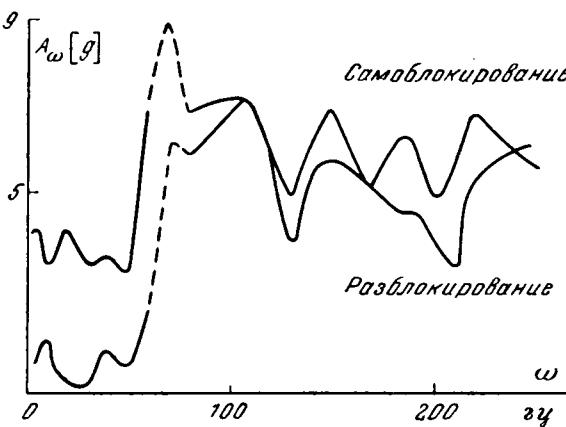


Рис. 2. Зависимость математического ожидания виброускорения, при котором возникает отказ, от частоты (реле типа МКУ-48).

в нескольких сечениях поверхности отказов в возможном диапазоне параметров воздействия.

Виброустойчивость электроаппаратуры определяется в основном ее свойствами как механического резонатора. На рис. 2 показана зависимость математического ожидания виброускорения, при котором возникает отказ реле, от частоты. Эта зависимость является в известной мере типовой; резонансные частоты всех испытанных реле находились в диапазоне 5—100 гц. Некоторые реле имели по две резонансных частоты, причем более опасной являлась более низкая частота.

Из числа испытанной релейно-контактной аппаратуры высокую ударо- и виброустойчивость обнаружили реле типа ТКЕ со статически сбалансированными малоинерционными подвижными системами

ми, жесткими пружинами и жесткими консолями контактных групп, а также полупроводниковые триоды типа П202, П203, П4АЭ, П4Б, П210А, логические элементы ЭТ и диоды Д202, Д203. Указанные выше электроэлементы безотказно работали при многократных (до 1500) воздействиях ударных импульсов с максимальной амплитудой до 70г при длительности импульса по основанию $\tau = 20$ мсек и с амплитудой до 30г при длительности $\tau = 50$ мсек, при воздействии гармонического виброускорения 10—12г в диапазоне 5—250 гц.

При исследовании комплексов аппаратуры на удароустойчивость должна производиться оценка влияния конструктивных элементов блоков, шкафов, стоек на параметры механического воздействия, которому подвергается аппаратура. Оценку этого влияния следует производить путем сравнения показаний акселерометров, устанавливаемых на внутренних панелях блоков и на платформе ударного стенда. Как правило, наблюдается значительное (до 5—7-кратного) увеличение амплитуды ударного импульса на внутренних панелях. Затухание свободных колебаний панелей обычно происходит на протяжении 5—25 периодов.

Сложность характера реакции релейно-контактной аппаратуры на кинематическое воздействие, широкая номенклатура и разнообразие конструктивного исполнения аппаратуры, чрезвычайно большой диапазон параметров самого воздействия определяют необходимость дальнейших теоретических и экспериментальных исследований в данной области. Целесообразно в число параметров, отражающих надежность электроаппаратуры, включать также характеристики ударо- и виброустойчивости.

[12.9.1969]



УДК 621.318.435.2:621.375.2

Дугогасящая катушка с самонасыщением

Канд. техн. наук В. А. СОМОВ
Одесса

В статье рассмотрены вопросы самонасыщения и формы кривой тока дугогасящей катушки с подмагничиванием, позволяющие наметить пути сокращения веса ее выемной части и расхода мощности на подмагничивание.

Дугогасящая катушка, регулируемая подмагничиванием, представляет собой неискажающий магнитный усилитель, включенный на синусоидальное напряжение, при сопротивлении нагрузки, равном нулю.

Принцип неискажающей работы такого усилителя заключается в следующем.

Если в магнитном усилителе (рис. 1,б) зависимость тока от потока соответственно для правой и левой частей кривой I имеет вид:

$$I = a\Phi^2; \quad (1)$$

$$I = -a(-\Phi)^2 = -a\Phi^2, \quad (2)$$

то при синусоидальном напряжении и, следовательно, косинусоидальных потоках реакторов A и B об-

щий ток I синусоидален. (Предполагается, что активным падением напряжения в обмотках можно пренебречь.)

В этом случае при наличии подмагничивания потоки реакторов A и B определяются выражениями:

$$\Phi_A = \Phi_m \cos \omega t + \Phi_0; \quad (3)$$

$$\Phi_B = \Phi_m \cos \omega t - \Phi_0. \quad (4)$$

Уравнения для токов реакторов A и B при условии, что

$$|\Phi_0| \geq |\Phi_m|, \quad (5)$$

имеют вид:

$$I_A = 2a\Phi_m\Phi_0 \cos \omega t + \frac{1}{2}a\Phi_m^2 \cos 2\omega t + a\Phi_0^2 + \frac{a}{2}\Phi_m^2; \quad (6)$$

$$I_B = 2a\Phi_m\Phi_0 \cos \omega t - \frac{1}{2}a\Phi_m^2 \cos 2\omega t - a\Phi_0^2 - \frac{1}{2}a\Phi_m^2. \quad (7)$$

Выражение для суммарного тока реакторов получим в виде:

$$I = 4a\Phi_m\Phi_0 \cos \omega t, \quad (8)$$

где a — коэффициент, зависящий от параметров реакторов; Φ_m — амплитуда переменного потока; Φ_0 — постоянный поток.

Сократившиеся при сложении вторые гармонические выражения (6) и (7) в действительности циркулируют в замкнутом контуре рабочих обмоток. Постоянные токи протекают в обмотке управления.

Суммарный ток не имеет гармонических только при соблюдении условия (5), что обусловлено наличием в (1) и (2) разрыва в начале координат. Таким образом, полное отсутствие искажений соответствует сравнительно малому диапазону изменения постоянного потока и тока рабочих обмоток.

Ниже приведен анализ искажений за пределами указанных выше ограничений, что позволит количественно оценить возможность использования начального участка кривой намагничивания, если получающиеся при этом действительные искажения меньше заданных.

Гармонический состав рабочего тока в начале диапазона регулирования определим на основании рис 1, а, где постоянные потоки меньше амплитуд переменных потоков. Токи реакторов определены в пределах всего периода, что позволяет применить к ним разложение в ряд Фурье. Для удобства полагаем, что число витков рабочей обмотки равно числу витков обмотки управления ($\omega_y = \omega_p$).

Для кривой 3 в интервале $0 \leq \omega t \leq \alpha$ справедливо выражение:

$$I = a(\Phi_m \cos \omega t + \Phi_0)^2. \quad (9)$$

Для интервала $\alpha \leq \omega t \leq \pi$ выражение (9) имеет вид:

$$I = -a(\Phi_m \cos \omega t + \Phi_0)^2. \quad (10)$$

Здесь

$$\alpha = \arccos\left(-\frac{\Phi_0}{\Phi_m}\right). \quad (11)$$

Для кривой 5 в интервале $0 \leq \omega t \leq \beta$ справедливо выражение:

$$I = a(\Phi_m \cos \omega t - \Phi_0)^2. \quad (12)$$

В интервале $\beta \leq \omega t \leq \pi$ выражение (12) примет вид:

$$I = -a(\Phi_m \cos \omega t - \Phi_0)^2. \quad (13)$$

Здесь

$$\beta = \arccos\frac{\Phi_0}{\Phi_m}. \quad (14)$$

При таких условиях, учитывая, что кривые токов 3 и 5 четные, для амплитуды ряда косинусоидальных гармонических составляющих тока реактора A получим:

$$I_{kA} = \frac{2}{\pi} \int_0^\pi I(\omega t) \cos k\omega t d\omega t, \quad (15)$$

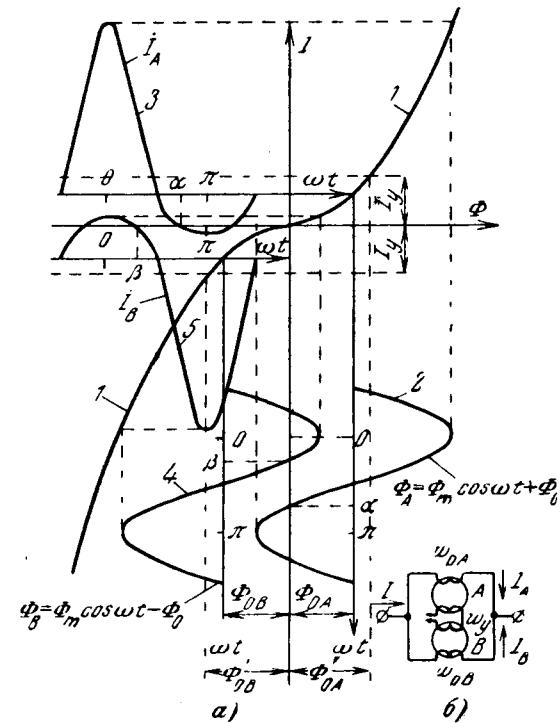


Рис. 1. Кривые потоков и токов неискажающего магнитного усилителя в начале диапазона регулирования (а) и принципиальная схема этого усилителя (б).

1 — параболическая кривая намагничивания; 2 и 3 — поток и ток реактора A ; 4 и 5 — поток и ток реактора B .

где зависимость $I(\omega t)$ определена (9) и (10) соответственно от 0 до α и от α до β ; $k=1, 2, 3, \dots$

Подставив (9) и (10) в (15), после преобразований имеем амплитуды косинусоидального ряда гармонических тока реактора A :

$$I_{kA} = \frac{4a}{\pi k} \left(\frac{\Phi_m^2}{2} + \Phi_0^2 \right) \sin k\alpha + \frac{a\Phi_m^2 \sin(k-2)\alpha}{\pi(k-2)} + \\ + \frac{4a\Phi_m\Phi_0 \sin(k-1)\alpha}{\pi(k-1)} - \frac{a\Phi_m^2 \sin(k-2)\pi}{2\pi(k-2)} - \\ - \frac{2a\Phi_m\Phi_0 \sin(k-1)\pi}{\pi(k-1)} + \frac{a\Phi_m^2 \sin(k+2)\alpha}{\pi(k+2)} + \\ + \frac{4a\Phi_m\Phi_0 \sin(k+1)\alpha}{\pi(k+1)}. \quad (16)$$

Аналогично, подставив (12) и (13) в (15), получим амплитуды косинусоидального ряда гармонических составляющих тока реактора B :

$$I_{kB} = \frac{4a}{\pi k} \left(\frac{\Phi_m^2}{2} + \Phi_0^2 \right) \sin k\beta + \frac{a\Phi_m^2 \sin(k-2)\beta}{\pi(k-2)} - \\ - \frac{4a\Phi_m\Phi_0 \sin(k-1)\beta}{\pi(k-1)} - \frac{a\Phi_m^2 \sin(k-2)\pi}{2\pi(k-2)} + \\ + \frac{2a\Phi_m\Phi_0 \sin(k-1)\pi}{\pi(k-1)} + \frac{a\Phi_m^2 \sin(k+2)\beta}{\pi(k+2)} - \\ - \frac{4a\Phi_m\Phi_0 \sin(k+1)\beta}{\pi(k+1)}. \quad (17)$$

В выражениях (16) и (17) углы α и β определены (11) и (14).

Поток Φ_0 реактора A при наличии переменной составляющей (рис. 1) устанавливается такой величины, чтобы выполнялось соотношение:

$$I_y = \frac{a}{\pi} \int_0^\alpha (\Phi_m \cos \omega t + \Phi_0)^2 d\omega t - \\ - \frac{a}{\pi} \int_0^\alpha (\Phi_m \cos \omega t + \Phi_0)^2 d\omega t. \quad (18)$$

Токи управления и постоянные потоки реактора B и реактора A по абсолютной величине, очевидно, равны, то есть нулевые разложения в ряде полученных выражений для токов реакторов должны равняться току обмотки управления. Явление это называется магнитным выпрямлением [Л. 1]. При отсутствии переменного потока и наличии подмагничивания в реакторах устанавливаются потоки Φ'_0 (см. рис. 1).

Решив (18), найдем связь между постоянной составляющей потока и током в обмотке управления:

$$I_y = \frac{a}{2\pi} \Phi_m^2 (2\alpha - \pi + \sin 2\alpha) + \\ + \frac{a}{\pi} \Phi_0^2 (2\alpha - \pi) + \frac{a}{\pi} 4\Phi_m \Phi_0 \sin \alpha. \quad (19)$$

При $|\Phi_0| \geq |\Phi_m|$ и $\alpha = \pi$ выражение (19) будет соответствовать постоянному члену в (6):

$$I_y = a\Phi_0^2 + \frac{a}{2} \Phi_m^2, \quad (20)$$

откуда имеем:

$$\Phi_0 = \sqrt{\frac{I_y}{a} - \frac{1}{2} \Phi_m^2}.$$

Определенные по (16), (17), (19) и (20) амплитуды гармонических составляющих и постоянные составляющие токов реакторов в функции от тока

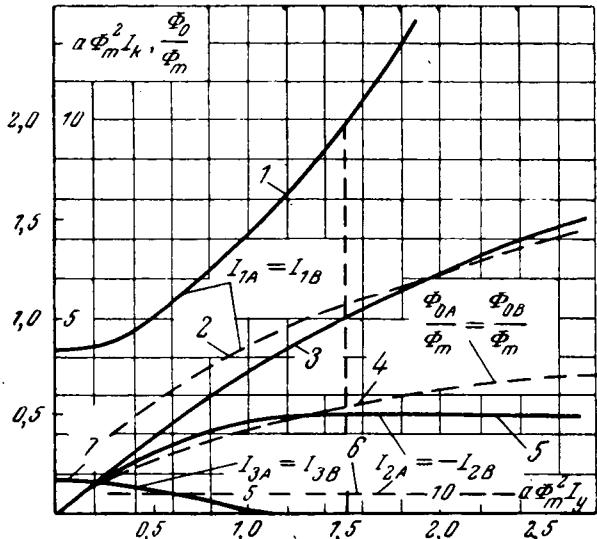


Рис. 2. Составляющие токов реакторов с параболической кривой намагничивания в функции от тока управления при неизменном синусоидальном потоке с амплитудой Φ_m (к сплошным линиям относятся внешние цифры масштаба).
1 и 2 — первые гармоники; 3—4 — постоянные составляющие; 5—6 — вторые гармоники; 7 — третьи гармоники.

управления показаны на рис. 2. Вычисления проводились в предположении равенства витков рабочей и управляемой обмоток, что позволило для обоих токов применять единый пересчетный коэффициент $a\Phi_m^2$. Использованы два масштаба: кривые 1, 5 и 7 — первые три гармоники в крупном масштабе; кривые 2 и 6 — первые две гармоники в мелком масштабе. Более высокие гармонические пренебрежимо малы и на рисунке не показаны.

Практически искажения определяются третьей гармонической (кривая 7), амплитуда которой при $I_y=0$ составляет 20% от амплитуды первой гармонической. Во многих случаях абсолютная величина 3-й гармоники может быть меньше допустимого остаточного тока замыкания на землю, и регулирование возможно от значения тока $I_y=0$. Например, для катушки с номинальным током 100 а и коэффициентом кратности тока 6 абсолютная величина тока 3-й гармоники равна 3,3 а, а допустимый остаточный ток, например, в сетях 6 кв, равен 5 а. Возможно также промежуточное расположение начальной рабочей точки между $I_y=0$ и $I_y=1,5a\Phi_m^2$, соответствующее допустимому остаточному току.

При $I_y \geq 1,5a\Phi_m^2$ и выполнении условий (1) и (2) искажения отсутствуют.

Статическим коэффициентом усиления по току (K_i) рассматриваемого магнитного усилителя назовем отношение действующего значения рабочего тока к току управления, а динамическим коэффициентом — отношение их приращений при $w_p=w_u$.

В неискажающей области, где $|\Phi_0| \geq |\Phi_m|$, амплитуда рабочего тока определена выражением (8), а ток управления — выражением (20).

Таким образом, в этой области имеем:

$$K_i = \frac{I_p}{I_y} = \frac{4\Phi_m \Phi_0}{\left(\Phi_0^2 + \frac{1}{2} \Phi_m^2\right) V^2}. \quad (21)$$

В реальных условиях поток Φ_0 меняется для неискажающей зоны в пределах от Φ_m до $3\Phi_m$; при этом коэффициент K_i изменяется от 1,9 до 0,9, то есть коэффициент усиления по току будет примерно такой же величины, что и у обычного магнитного усилителя без обратной связи, для которого при $w_p=w_u$ на основании основного закона $I_{p,sp}=I_y$. Значительное увеличение значения K_i возможно при введении внутренней обратной связи с помощью вентилей (рис. 3, б).

При внутренней обратной связи при наличии вентилей в рабочих цепях ток нагрузки данной рабочей обмотки может протекать только в одном направлении. На рис. 3, б, например, для тока реактора A показано положительное направление, а ток реактора B — отрицательное:

$$\begin{cases} I_A \geq 0; \\ I_B \leq 0. \end{cases} \quad (22)$$

Соответственно при отсутствии тока в обмотке управления поток реактора A может иметь только положительное направление, а поток реактора B — отрицательное. Формы же переменных составляю-

ших потоков должны оставаться косинусоидальными во избежание нарушения закона электромагнитной индукции. На рис. 3, а потоки реакторов при $I_y=0$ показаны кривыми 7 и 8. Каждый из них меняется от нуля до максимума в положительном и отрицательном направлениях. Постоянный поток Φ_0 равен амплитуде переменного потока Φ_m , следовательно, автоматически выполняется условие неискажающей работы (5). Соответствующие этим потокам намагничивающие токи показаны кривыми 2 и 3. Несмотря на наличие вентиляй, они полностью определяются выражениями (6) и (7), так как при выполнении условия (22) через вентили практически беспрепятственно проходят гармонические составляющие. (В действительности вентили вносят некоторые искажения благодаря наличию падения напряжения в проводящем направлении, усугубляющиеся нелинейным характером вольт-амперной характеристики.) Суммарный ток в данном случае определен выражением (8).

В замкнутом контуре рабочих обмоток кроме вторых гармонических протекает постоянный ток $I_0=I_{0A}=I_{0B}$ (рис. 3), величина которого определена выражением (20) при $\Phi_0=\Phi_m$.

$$I_0 = 1,5a\Phi_m^2 \quad (I_y = 0). \quad (23)$$

При подмагничивании постоянные потоки реакторов Φ_{0A} и Φ_{0B} (линии 6 и 10 на рис. 3), образованные в результате действия постоянных составляющих токов рабочих обмоток I_{0A} и I_{0B} и тока в обмотке управления I_y , очевидно, могут быть найдены на основании следующих рассуждений.

Ток обмотки управления, например намагничивающий реактор A , определяется выражением:

$$I_y = a(\Phi_{0A} - \Phi_m)^2, \quad (24)$$

откуда, учитывая, что $\Phi_{0A} = \Phi_{0B} = \Phi_0$, имеем:

$$\Phi_0 = \Phi_m + \sqrt{\frac{I_y}{a}}. \quad (25)$$

Выражение (25) существенно отличается от (20), дающего зависимость Φ_0 от I_y без вентиляй в рабочих обмотках. Отличается, очевидно, и коэффициент усиления, который получим, подставив в знаменатель (21) значение тока управления, определенное по (24):

$$K_{t(o.c)} = \frac{I_p}{I_y} = \frac{4\Phi_0\Phi_A}{\sqrt{2}(\Phi_0 - \Phi_m)^2}. \quad (26)$$

Подсчитанный по (21) коэффициент усиления при изменении Φ_0 от Φ_m до $2\Phi_m$ меняется в пределах $\infty \div 5,5$, т. е. значительно выше, чем без обратной связи.

Для использования начального диапазона ($0 \leq \Phi_0 \leq \Phi_m$) ток управления следует реверсировать.

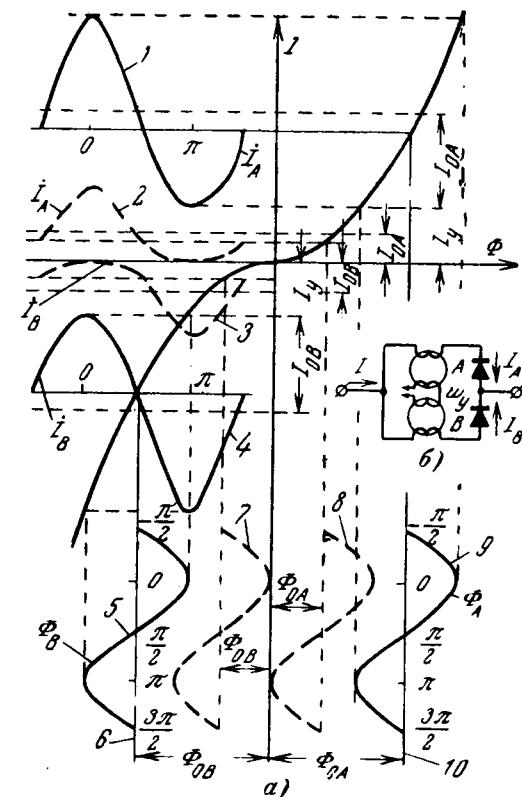


Рис. 3. Кривые потоков и токов неискажающего магнитного усилителя при наличии внутренней обратной связи (а) и принципиальная схема усилителя (б).

1, 4, 5 и 9 — соответственно кривые токов и потоков при наличии тока в обмотке управления; 2, 3, 7 и 8 — то же при отсутствии тока в обмотке управления.

Существует ряд довольно простых схем выпрямительных установок, осуществляющих реверс выпрямленного тока при переходе через нуль. Однако возможно применение обычной обмотки смещения, компенсирующей постоянную составляющую тока рабочих обмоток.

Вывод. Использование начального диапазона регулирования и введение внутренней обратной связи позволит при прочих равных условиях значительно сократить вес выемной части дугогасящей катушки и потребляемую мощность подмагничивания за счет увеличения индукции и сокращения числа витков обмотки управления. Предварительные подсчеты по сравнению с катушкой, описанной в [Л. 2], дают сокращение веса выемной части на 25—30% и мощности подмагничивания в 25—30 раз.

Литература

1. Розенблат М. А., Магнитные элементы автоматики и вычислительной техники, изд-во «Наука», 1966.
2. Соловьев В. А. и др., Дугогасящая катушка с плавным регулированием, «Электричество», 1965, № 5.

[18.6.1969]



Метод расчета дугогасящих катушек с продольным подмагничиванием

Кандидаты техн. наук В. И. ПЯСТОЛОВ, О. А. ПЕТРОВ и инж. Е. Д. ПАНОВА

Челябинский политехнический институт

В связи с развитием электрических сетей напряжением 6, 10 и 35 кв и увеличением их емкостных токов замыкания на землю широко распространено заземление нейтрали через дугогасящие катушки, обеспечивающие высокую надежность электроснабжения потребителей.

Основная трудность при проектировании дугогасящих катушек с продольным подмагничиванием заключается в устранении искажения формы кривой переменного тока, особенно при больших индукциях в стали магнитопровода.

В [Л. 1 и 2] рассмотрены конструкции дугогасящих аппаратов, магнитные системы которых достаточно сложны.

Более простой по конструкции и, следовательно, более дешевой является дугогасящая катушка с подмагничиванием, описанная в [Л. 3] (рис. 1). На среднем стержне трехстержневого магнитопровода располагается обмотка переменного тока, а на крайних — две одинаковые обмотки постоянного тока, включенные встречно. Электродвижущие силы, наводимые в них от переменного магнитного потока, направлены навстречу друг другу и компенсируют одна другую. Необходимая синусоидальность намагничающего тока обеспечивается зазором, который предусматривается в середине среднего стержня магнитопровода. Магнитный поток постоянного тока замыкается через крайние стержни, верхнее и нижнее ярмо, не пересекая воздушный зазор, поэтому требуется относительно небольшая н. с. постоянного тока для регулирования индуктивности.

Несколько катушек такой конструкции на напряжение 6 кв с токами до 30 а разработаны на базе магнитной системы силового трехстержневого трансформатора и работает в настоящее время в сетях Бакальского рудоуправления и Коркинских угольных разрезов. Однако дугогасящие катушки, выполненные на базе магнитопровода от трехфазного трансформатора, не являются оптимальными, хотя и могут быть изготовлены в условиях любой электроремонтной мастерской с использованием стандартных частей силового трансформатора.

Расширение области применения дугогасящих катушек с подмагничиванием до напряжения 35 кв в сетях с емкостным током замыкания на землю до 100 а выдвигает задачу создания катушек с возможно более широким диапазоном регулирования по мощности при наименьших геометрических размерах и минимальном расходе меди и стали. Для выявления влияния конструктивных размеров дугогасящей катушки на регулировочную способность исследуем катушку, конструкция которой приведена на рис. 1, используя расчетный метод, предложенный в [Л. 4].

Действующее значение намагничающего тока для указанной конструкции определяется выражением:

$$I_{\text{w}} = \\ = I_{\text{1a}} \operatorname{sh} \beta B_{m1} + \delta \cdot 0,8 B_{m0} + I_{\text{2a}} \operatorname{sh} \frac{1}{2} \beta a B_{m1} \operatorname{ch} \frac{1}{2} \times \\ \times \left[a \beta B_{m1} - 2 \ln 2 - \frac{\frac{I_{\text{1a}} w_{\text{1}}}{I_{\text{2a}}} + \sqrt{\left(\frac{I_{\text{1a}} w_{\text{1}}}{I_{\text{2a}}} \right)^2 + \operatorname{ch}^2 \frac{a}{2} \beta B_{m1}}}{e^{-\beta a B_{m1}} + 1} \right], \quad (1)$$

где a — отношение сечения среднего стержня магнитопровода к крайнему; α и β — коэффициенты аппроксимированной кривой намагничивания стали, построенной по действующим значениям токов; B_{m1} — максимальная магнитная индукция в среднем стержне магнитопровода; B_{m0} — магнитная индукция в воздушном зазоре; $I_{\text{1a}} w_{\text{1}}$ — ампер-витки обмотки постоянного тока.

Данное выражение позволяет учесть все факторы, от которых зависит диапазон регулирования намагничающего тока дугогасящей катушки. Он определяется в основном третьим слагаемым рассматриваемого выражения, которое включает геометрические размеры магнитопровода, ампер-витки подмагничивания и максимальную магнитную индукцию.

Диапазон регулирования расширяется с увеличением максимального значения тока подмагничивания и максимальной магнитной индукции. Однако увеличение ампер-витков подмагничивания ограничивается в конечном счете площадью окна магнитопровода, а увеличение максимальной индукции — процентным содержанием высших гармоник в намагничающем токе катушки. Величина B_{m1} может быть определена из условия 5%-ного искажения формы кривой индуктивного тока с помощью графического метода, излагаемого ниже. Следует отметить, что при искажении менее 5% резко возрастает расход активных материалов, а при большем — значительно ухудшается форма кривой тока катушки.

Для определения B_{m1} в случае подмагничивания катушки постоянным по величине током находим

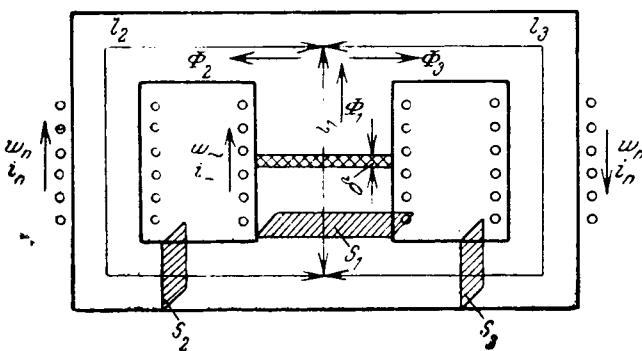


Рис. 1. Конструкция магнитопровода дугогасящей катушки.

зависимость допустимого искажения формы кривой намагничивающего тока от максимальной магнитной индукции согласно выражению:

$$\sqrt{2} I_{\text{n}} w \sim 0,05 = f_1(B_m), \quad (2)$$

где I_{n} — начальный ток дугогасящей катушки (при отсутствии подмагничивания), при расчете величина его задается; $w \sim$ — число витков обмотки переменного тока, определяемое для принятой конструкции магнитопровода катушки величиной максимальной магнитной индукции и фазным напряжением.

Далее строим кривые изменения максимальных значений ампер-витков намагничивающего тока $I_{\sim} w \sim$ и его 1-й гармоники $I_{1\sim} w \sim$ также в зависимости от B_m :

$$I_{\sim} w \sim = l_1 a \sin \beta B_m \sin \omega t + \delta \cdot 0,8 B_{m\delta} \sin \omega t + \\ + l_2 a \sin \frac{1}{2} \beta a B_m \sin \omega t; \quad (3)$$

$$I_{1\sim} w \sim = \left[l_1 a \beta B_m + \delta \cdot 0,8 B_{m\delta} + \frac{1}{2} l_2 a \beta B_m + \right. \\ \left. + \frac{1}{8} \left(l_1 + \frac{a^3}{8} l_2 \right) a \beta^3 B_m^3 + \frac{1}{192} \left(l_1 + \frac{a^5}{32} l_2 \right) a \beta^5 B_m^5 \right] \sin \omega t. \quad (4)$$

Разность между (3) и (4) определит действительное максимальное искажение формы кривой тока катушки (рис. 2):

$$I_{\sim} w \sim - I_{1\sim} w \sim = f_2(B_m). \quad (5)$$

В (3)–(5) значения коэффициентов a и β соответствуют аппроксимированной кривой намагничивания стали магнитопровода, построенной по максимальным значениям тока. Такое определение магнитной индукции производится при расчете каждой конкретной конструкции дугогасящей катушки.

Как указывалось выше, существенное влияние на диапазон регулирования намагничивающего тока сказывают размеры магнитопровода. С целью определения этого влияния зададимся некоторой постоянной величиной начального тока дугогасящей катушки I_{n} и постоянными ампер-витками подмагничивания $I_{\text{n}} w_{\text{n}} = A$. Значение постоянной берется на линейной части рассматриваемых регулировочных характеристик.

При исследовании используем следующую методику.

1. По заданному объему стали магнитопровода V и принятой конструкции катушки определяем сечения стержней. Указанные величины связаны соотношением:

$$V = l_1 S_1 + 2 \frac{l_1 S_1}{ab} - S_1 \sqrt{\frac{S_1}{2a}}, \quad (6)$$

$$\text{где } a = \frac{S_1}{S_2}; \quad b = \frac{l_1}{l_2}. \quad (7)$$

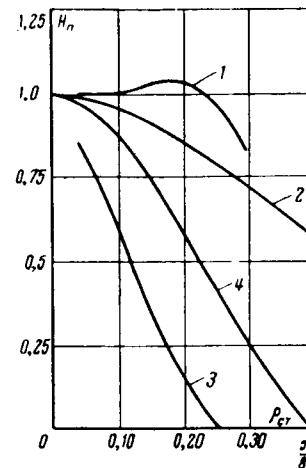


Рис. 2. Графическое определение максимальной магнитной индукции в среднем стержне дугогасящей катушки

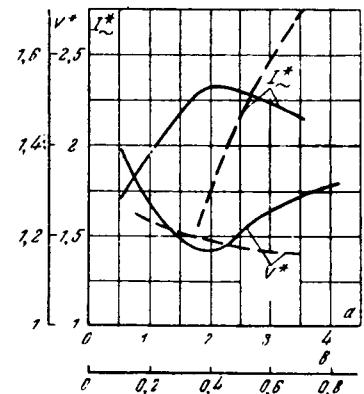


Рис. 3. Кривые изменения регулировочной способности дугогасящей катушки и расхода меди в ней в зависимости от a (—) и b (— — —).

2. Графическим методом находим максимальное значение магнитной индукции в среднем стержне магнитопровода B_{m1} (рис. 2) и соответствующее ей число витков обмотки переменного тока.

3. Для выбранного числа витков и B_{m1} по (3) определяем величину воздушного зазора, обеспечивающую заданный начальный намагничивающий ток.

4. Определяем максимальный намагничивающий ток дугогасящей катушки I_{\sim} при $I_{\text{n}} w_{\text{n}} = A$ по (1).

5. Расчет обмоток проводим по допустимой плотности тока, используя полученные выше величины. Число витков обмотки подмагничивания определяем из условия ограничения э. д. с., наводимой в ней переменным магнитным потоком.

Были рассчитаны и построены кривые изменения намагничивающего тока дугогасящей катушки и объема меди в относительных единицах в зависимости от a при неизменных длинах средних магнитных силовых линий и объеме стали магнитопровода (рис. 3).

Анализ полученных кривых показывает, что наибольшую регулировочную способность $(\frac{I_{\sim} - I_{\text{n}}}{I_{\text{n}}})$, дугогасящая катушка имеет при сечении среднего стержня, в 2 раза большем, чем сечение крайнего, и что особенно важно, расход меди при указанном соотношении сечений — минимальный.

Далее были исследованы и построены зависимости регулировочной способности дугогасящей катушки и расхода обмоточной меди от b . При этом объем стали магнитопровода оставался неизменным, $l_1 = \text{const}$ и $a = 2$.

Из рис. 3 видно, что уменьшение длины l_2 приводит к увеличению регулировочной способности катушки и несколько снижает расход меди, что объясняется, в первую очередь, увеличением сечения стержней магнитопровода при сохранении постоянного соотношения между ними ($a = 2$).

При изменении соотношения b при постоянном сечении стержней и $a = 2$ регулировочный эффект катушки так же, как и расход меди на нее, остаются

ся неизменными для любых значений b . Таким образом, для расширения пределов регулирования следует принять минимально допустимые по условиям размещения обмоток размеры окна магнитопровода, что при заданном объеме обеспечит также максимально возможные сечения стержней.

Если увеличивать объем стали магнитопровода при постоянных значениях a и b , то повышаются регулировочная способность дугогасящей катушки и стоимость ее активных материалов. Поэтому объем стали магнитопровода следует выбирать исходя из заданных пределов регулирования намагничивающего тока катушки.

Проведенные исследования позволили создать оптимальную, с точки зрения поставленной задачи, модель дугогасящей катушки, с помощью которой, используя метод подобия, можно определить конструктивные размеры и построить регулировочные характеристики реальной катушки.

Физическое подобие дугогасящей катушки и модели имеет место при равенстве магнитных индукций и напряженностей во всех частях магнитопровода и пропорциональном соотношении всех линейных размеров указанных устройств:

$$\frac{l_1}{l_{1m}} = \frac{l_2}{l_{2m}} = \frac{\delta}{\delta_m} = k_{\text{под}},$$

откуда

$$\frac{S}{S_m} = k_{\text{под}}^2.$$

Здесь $k_{\text{под}}$ — коэффициент подобия; S , l_1 , l_2 , δ — соответственно сечение стержня, средние длины магнитных силовых линий и зазор для реальной дугогасящей катушки; S_m , l_{1m} , l_{2m} , δ_m — те же величины для модели.

Как показали предыдущие исследования, объем стали, расходуемой на выполнение магнитопровода, определяется мощностью катушки. Начальная мощность ее при отсутствии подмагничивания определяется выражением:

$$Q_n = I_n U = 3,14 f B_m S_1 (Hl + H_\delta \delta), \quad (8)$$

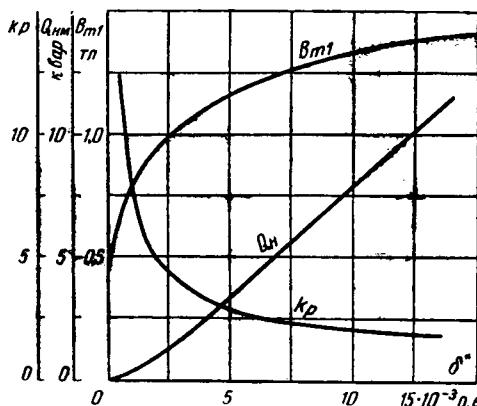


Рис. 4. Кривые изменения максимальной магнитной индукции B_{m1} , начальной мощности Q_n и коэффициента регулирования k_p модели катушки от величины воздушного зазора δ^* .

где I_n — начальный переменный ток; U — напряжение, приложенное к обмотке переменного тока; H — напряженность поля в магнитопроводе катушки; $l = l_1 + l_2$ — средняя длина магнитной силовой линии; H_δ — напряженность поля в воздушном зазоре.

Выразив зазор в относительных единицах, перепишем уравнение (8) в виде:

$$Q_n = 3,14 f B_m (V + \Delta V) (H + H_\delta \delta^*), \quad (9)$$

где $\delta^* = \delta/l$ — относительный воздушный зазор; $\Delta V = S_1 \sqrt{\frac{S_1}{2}}$ — дополнительный объем, обусловленный принятой конструкцией катушки.

Аналогичное выражение может быть записано для начальной мощности модели катушки:

$$Q_{n,m} = 3,14 f B_m (V_m + \Delta V_m) (H + H_\delta \delta^*). \quad (10)$$

Отношение выражений (9) и (10) определит значение коэффициента подобия:

$$\frac{Q_n}{Q_{n,m}} = \frac{V}{V_m} = k_{\text{под}}^3. \quad (11)$$

Расчет реальной катушки может быть проведен с использованием коэффициента регулирования $k_p = I_m/I_n$ по характеристикам, построенным для модели катушки: $Q_{n,m} = \Phi_1(\delta^*)$, $B_{m1} = \Phi_2(\delta^*)$ и $k_p = \Phi_3(\delta^*)$.

Начальный ток или мощность для модели и для реальной катушки определяется величиной воздушного зазора соответствующего аппарата, поэтому для построения характеристик $Q_{n,m} = \Phi_1(\delta^*)$ и $B_{m1} = \Phi_2(\delta^*)$ применим закон полного тока для магнитной цепи при отсутствии подмагничивания.

Расчет проводим с помощью основной кривой намагничивания, полученной на модели опытным путем. Аналитически эта кривая может быть представлена в виде:

$$H = a \operatorname{sh} \beta B_m = f(B_m), \quad (12)$$

где коэффициенты a и β определяются с достаточной степенью точности по методу выбранных точек. Выбирая несколько пар точек на кривой намагничивания и определяя для них a и β , получим семейство кривых, из которых выбираем одну, имеющую наибольшую степень приближения к реальной.

Для заданной конструкции магнитопровода модели катушки условие 5%-ного искажения запишем в виде:

$$I_{\sim w} - I_{\sim w} = \sqrt{2} 0,05 I_n w, \quad (13)$$

где $I_{\sim w}$ и $I_{\sim w}$ определяются по (3) и (4).

Разность, стоящая в левой части выражения, при заданной конструкции магнитопровода и известной кривой намагничивания стали определяется только величиной максимальной магнитной индукции, тогда как ампер-витки полного тока определяются еще и величиной воздушного зазора.

Таким образом, выражение (13) с учетом (12) может быть записано в виде:

$$I_{\sim w} - I_{\sim w} = 0,05 \left[I_1 f(B_m) + \frac{k_p \delta}{\mu_0} B_m + I_2 f(B_m) \right],$$

откуда получим:

$$k_\delta \delta = \mu_0 \frac{20(I_{\sim w} - I_{\sim w}) - [I_1 f(B_m) + I_2 f(B_m)]}{B_m}. \quad (14)$$

Выражение (14) однозначно определяет величину воздушного зазора в зависимости от магнитной индукции стали, при этом коэффициент k_δ , учитывающий искажение магнитного поля в зазоре, определяется согласно [Л. 5] из выражения:

$$k_\delta = \frac{k_c}{1 + \frac{2\delta}{\sqrt{S}}}, \quad (15)$$

где k_c — коэффициент заполнения сталью сечения стержня.

Подставляя (15) в (14), строим согласно полученному уравнению зависимость $B_{m1} = \Phi_2(\delta^*)$ (рис. 4). Для построения кривой $Q_{n,m} = \Phi_1(\delta^*)$ перепишем уравнение (10) в виде:

$$Q_{n,m} = 3,14f B_{m1} S_{1m} \left[\frac{l_1 + l_2}{k_m} \alpha \operatorname{sh} \beta B_{m1} + \frac{k_\delta \delta}{\mu_0} B_{m1} \right], \quad (16)$$

где k_m — амплитудный коэффициент нелинейных искажений, равный отношению амплитуды тока к его 1-й гармонике ($k_m = 1,05$).

Третья интересующая нас кривая изменения коэффициента регулирования модели катушки в зависимости от величины воздушного зазора может быть построена лишь при наличии нескольких регулировочных характеристик, снятых для данной модели опытным путем (рис. 5). Аналитический расчет намагничивающего тока катушки при изменении подмагничивания с учетом вытеснения поля переменного тока из крайних стержней магнитопровода представляет трудоемкую задачу ввиду сложности электромагнитных процессов, происходящих при наложении поля переменного тока на поле постоянного тока. Формула же (1) справедлива для прямолинейного участка регулировочной характеристики. Благодаря интенсивному вытеснению переменного магнитного потока из крайних стержней регулировочные характеристики линейны при малых индукциях и нелинейны при больших.

Анализ полученных зависимостей позволяет установить область эффективного регулирования намагничивающего тока катушки за счет изменения тока подмагничивания. Эффективность регулирования учтем как отношение изменения ампер-витков переменного тока к вызвавшему это изменение прращению ампер-витков постоянного тока:

$$n = \frac{dI_{\sim w}}{dI_{nw}}$$

Наиболее эффективное регулирование осуществляется на первом прямолинейном участке регулировочной характеристики, где $n=1$. В дальнейшем эффективность уменьшается и, начиная с некоторой определенной величины ампер-витков подмагничивания, для которой $n=2-5$, регулирование становится неэкономичным. (Для однозначности расчетов примем $n=3$.)

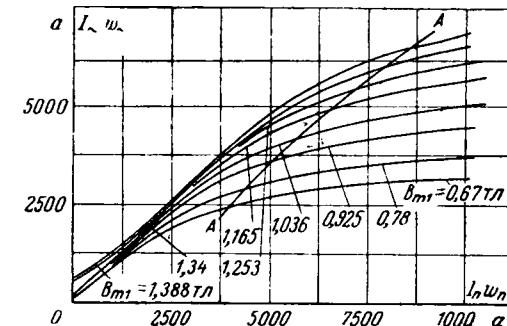


Рис. 5. Регулировочные характеристики, снятые на модели катушки при различных значениях магнитной индукции B_{m1} .

Проведя графическое дифференцирование регулировочных характеристик, определим $(I_{\sim w})_{\max}$ и соответствующие им значения ампер-витков I_{nw} . Область эффективного регулирования, ограниченная кривой AA , расширяется при больших значениях индукции и сужается при малых (см. рис. 5).

Характер построенных регулировочных кривых сохраняется при наличии воздушного зазора в среднем стержне магнитопровода. Абсолютно же значение тока увеличивается на постоянную во всем диапазоне регулирования величину, обусловленную этим зазором:

$$\Delta I_{\sim w} = \frac{1}{V^2} \frac{k_\delta}{\mu_0} \delta B_{m1}. \quad (17)$$

Учитывая выражение (17) и кривые рис. 5, строим зависимость $k_p = \Phi_3(\delta^*)$. При этом коэффициент регулирования определяется для значений максимальной индукции, которые обеспечивают допустимый уровень искажения намагничивающего тока высшими гармониками при выбранном зазоре. Увеличение зазора, как видно из рис. 4, приводит к снижению коэффициента регулирования дугогасящей катушки.

В соответствии с проведенными исследованиями можно предложить следующую методику расчета оптимальной дугогасящей катушки.

1. По заданным пределам регулирования по току или по мощности находится коэффициент регулирования дугогасящей катушки $k_p = \frac{Q_{\max}}{Q_n} = \frac{I_m}{I_n}$, сохраняющий свое значение и для модели.

2. По предварительно построенным для модели зависимостям (рис. 4) и коэффициенту регулирования определяются δ^* , $Q_{n,m}$, B_{m1} .

3. Из (11) находится коэффициент подобия $k_{\text{под}}$.

4. Через коэффициент подобия определяются все конструктивные размеры катушки.

5. По регулировочным характеристикам модели строим характеристики реальной катушки.

Данная методика может быть использована для расчета дугогасящих катушек на различные токи и напряжения. По ней была рассчитана и спроектирована дугогасящая катушка на напряжение 35 кВ для Ленэнерго, которая изготавливается на Ленинградском электроремонтном трансформаторном заводе. Эта катушка будет иметь пределы регулирова-

Расчет поля магнитной индукции и характеристики намагничивания спинки статора электрической машины

Инженеры И. Я. ЧЕРЕМИСОВ, Н. И. ТЕНЕТКО и В. И. КОРНИЛОВ

Харьков

С ростом мощности электрических машин и увеличением использования материала магнитопровода ощущается необходимость в уточнении метода расчета их магнитной системы.

Магнитную систему генератора по характеру прохождения магнитного потока можно разделить на отдельные участки. Одним из таких участков является спинка статора. Существующие методы расчета участков магнитопровода электрической машины, как правило, базируются на ряде упрощающих предпосылок. Основной из них является использование средней длины магнитной силовой линии и средней величины магнитной индукции вдоль участка магнитопровода при расчете характеристики намагничивания.

Учет неравномерности распределения индукции на указанном участке при расчете зависимости падения магнитного напряжения (н. с.) в функции величины магнитного потока учитывается либо введением поправочного коэффициента [Л. 1], либо использованием скорректированной кривой намагничивания стали [Л. 2].

Известны также методы расчета характеристики намагничивания, в которых предлагается разбиение основного участка магнитопровода, например спинки статора, на более мелкие участки, вдоль которых также предполагается постоянной средняя величина индукции [Л. 3].

Представляет интерес метод расчета характеристики намагничивания спинки статора с использованием величины средней индукции и средней длины магнитной силовой линии с введением при этом поправочного коэффициента для н. с., полученного экспериментально при синусоидальном распределении потока [Л. 4].

Однако использование этого метода затруднительно в связи с тем, что значение поправочного коэффициента получено для вполне определенной марки электротехнической стали.

Кроме того, известен метод расчета распределения магнитного поля и характеристики холостого хода для замкнутого магнитопровода явнополюсных электрических машин с учетом насыщения материа-

ния от 20 до 55 а. Мощность, необходимая на подмагничивание, составит 8—10 квт, примерно 0,8—0,9% от максимальной мощности катушки.

Литература

1. Либкинд М. С. и Дорожко Л. И., Электромагнитные характеристики управляемого реактора с поперечным подмагничиванием, «Электричество», 1967, № 1.

ла сердечника на основе решения методом конечных разностей дифференциального уравнения вида

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu} \frac{\partial \vec{A}}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{1}{\mu} \frac{\partial \vec{A}}{\partial y} \right) = -\vec{j},$$

где \vec{A} — векторный магнитный потенциал; μ — удельная магнитная проницаемость материала сердечника, являющаяся функцией магнитной индукции; \vec{j} — вектор плотности тока в поперечном сечении катушек возбуждения [Л. 5 и 6].

К сожалению, в [Л. 5 и 6] не приведены распределение магнитного поля в спинке статора и характеристики намагничивания рассматриваемой области магнитопровода, что не позволяет сравнить этот метод с отмеченными выше и с предлагаемым ниже методом.

Расчет кривой намагничивания спинки статора применительно к двухполюсному турбогенератору мощностью 500 Мвт при $R_1=90,5$ см, $R_2=136,25$ см и стали Э42 (область решения задачи см. рис. 1) с помощью вышеупомянутых методов [Л. 1—4] показывает наличие значительных расхождений (рис. 2).

В связи с этим представляет значительный интерес определение характеристики намагничивания спинки статора с использованием распределения магнитного поля, полученного в результате решения системы уравнений Максвелла для заданной области с учетом нелинейности магнитных свойств материала магнитопровода.

Задачу распределения магнитного поля в спинке статора будем решать при следующих предположениях.

1. Сердечник является бесконечно длинным, поэтому рассматривается двухмерная задача.

2. Магнитная проницаемость зависит от напряженности магнитного поля, т. е. задача решается с учетом насыщения материала магнитопровода.

3. Кривая намагничивания материала однозначна, т. е. явление гистерезиса не учитывается.

4. Магнитное поле с внешней стороны ярма сердечника статора предполагается незначительным.

2. Сомов В. А. и др., Дугогасящая катушка с плавным регулированием, «Электричество», 1965, № 5.

3. Пястолов В. И. и Петров О. А., Применение дугогасящих катушек с автоматической настройкой, «Промышленная энергетика», 1966, № 9.

4. Пястолов В. И., Дугогасящая катушка с подмагничиванием постоянным током, Государственный институт научно-технической информации, 1966, № 17-66-1044/51.

5. Петров Г. И., Электрические машины, ч. 1, Госэнергоиздат, 1956.

[3.1.1969]



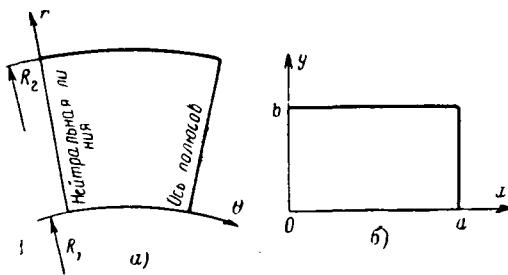


Рис. 1. Область решения задачи.
а — в системе координат θ, r ; б — в системе координат x, y .

Для решения поставленной задачи воспользуемся системой уравнений Максвелла. При этом рассмотрим два уравнения:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{H} &= \vec{j}; \\ \operatorname{div} \vec{B} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где \vec{H} — вектор напряженности магнитного поля; \vec{B} — вектор магнитной индукции; \vec{j} — вектор плотности тока.

Считая сопротивление изоляции сегментов в аксиальном направлении бесконечно большим, можно в первом уравнении системы (1) принять $j = 0$.

При этом система (1) принимает вид:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{H} &= 0; \\ \operatorname{div} \vec{B} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Эту систему можно записать в виде:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{H} &= 0; \\ \operatorname{div} \vec{H} &= -\vec{H} \operatorname{grad} \ln \mu = -\vec{H} \nabla \ln \mu, \end{aligned} \right\} \quad (2a)$$

где $\mu = \frac{B}{H}$ — магнитная проницаемость среды; B — модуль вектора магнитной индукции; H — модуль вектора напряженности магнитного поля.

Чтобы получить единственное решение системы (2a), необходимо задать на контуре, ограничивающем область решения задачи, значение нормальной составляющей вектора \vec{H} [Л. 7]. Таким образом, система (2a) примет вид:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{H} &= 0; \\ \operatorname{div} \vec{H} &= -\vec{H} \nabla \ln \mu; \\ H_n &= H_n(r), \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где H_n — нормальная составляющая вектора \vec{H} на граничном контуре; r — радиус-вектор произвольной точки на граничном контуре.

Первые два уравнения системы (3) можно заменить одним, если ввести скалярный магнитный потенциал в соответствии с формулой:

$$\vec{H} = -\operatorname{grad} u = -\nabla u.$$

Возможность этого вытекает из первого уравнения системы (3).

В левую часть второго уравнения системы (3) вместо \vec{H} подставим его выражение через скалярный магнитный потенциал:

$$\operatorname{div} \vec{H} = \operatorname{div} (-\nabla u) = -\Delta u = -\vec{H} \nabla \ln \mu,$$

откуда имеем:

$$\Delta u = \vec{H} \nabla \ln \mu. \quad (4)$$

Областью решения поставленной задачи является кольцо. Поэтому (4) запишем в полярной системе координат:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} = \frac{1}{r} H_\theta \frac{\partial}{\partial \theta} \ln \mu + H_r \frac{\partial}{\partial r} \ln \mu, \quad (5)$$

где θ, r — текущие координаты; H_θ — тангенциальная составляющая вектора напряженности магнитного поля; H_r — радиальная составляющая вектора напряженности магнитного поля.

Благодаря симметрии области решения задачи оказалось возможным ограничить следующим интервалом изменения переменной θ (рис. 1):

$$0 \leq \theta \leq \frac{\tau}{2},$$

где τ — угловой размер полюсного деления.

На границах области решения задачи были при- няты следующие граничные условия:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial r} \Big|_{r=R_1} &= -F(\theta); \quad \frac{\partial u}{\partial r} \Big|_{r=R_2} = 0; \quad u|_{\theta=0} = 0; \\ \frac{\partial u}{\partial \theta} \Big|_{\theta=\frac{\tau}{2}} &= 0, \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

где R_1 — внутренний радиус ярма сердечника статора; R_2 — внешний радиус ярма сердечника статора; $F(\theta)$ — функция распределения радиальной составляющей напряженности магнитного поля при $r=R_1$.

На функцию $F(\theta)$ накладываем следующее условие:

$$\left. \frac{dF}{d\theta} \right|_{\theta=\pm\frac{\tau}{2}} = 0, \quad F(-\theta) = -F(\theta),$$

откуда имеем:

$$u(-\theta, r) = -u(\theta, r).$$

Рис. 2. Характеристика намагничивания $z=z(\Phi)$ спинки статора двухполюсного турбогенератора мощностью 500 Мвт, определенная различными методами.

— по предлагаемому методу; — — — по [Л. 1]; Δ — по [Л. 2]; \circ — по [Л. 3]; \square — по [Л. 4].



Чтобы несколько упростить дифференциальное уравнение, сделаем замену переменных: $\theta = x$, $r = -R_1 e^y$.

После преобразований дифференциальное уравнение (5) и граничные условия (6) принимают вид:

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} = R_1 e^y \left[H_x \frac{\partial}{\partial x} \ln \mu + H_y \frac{\partial}{\partial y} \ln \mu \right]; \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{y=0} &= -R_1 F(x); \quad \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{y=b} = 0; \quad u \Big|_{x=0} = 0; \\ \frac{\partial u}{\partial x} \Big|_{x=a} &= 0, \end{aligned} \quad (7a)$$

где H_x и H_y — составляющие вектора напряженности магнитного поля: $a = \frac{\tau}{2}$; $b = \ln \frac{R_2}{R_1}$.

Составляющие H_x и H_y выражаются через скалярный магнитный потенциал с помощью формул:

$$H_x = -\frac{1}{R_1 e^y} \frac{\partial u}{\partial x}; \quad H_y = -\frac{1}{R_1 e^y} \frac{\partial u}{\partial y}.$$

Предположим, что правая часть (7) нам известна. Тогда это уравнение будет обычным уравнением Пуассона, решение которого можно формально проделать для произвольной правой части.

Решать будем методом Ритца. Чтобы проще было выражение для функционала, область решения задачи ограничим пределами изменения переменных: $-a \leq x \leq a$ и $0 \leq y \leq b$.

В этом случае на всей границе области решения задачи нам известна нормальная производная иско-мой функции. Наша задача в этом случае является задачей Неймана, а условие $u|_{x=0}=0$ можно рассматривать как дополнительное, делающее решение задачи однозначным.

Кроме этого, необходимо еще выполнение условия:

$$\int \frac{\partial u}{\partial n} \Big|_r dl = 0,$$

где интеграл берется по границе области.

Поскольку на всех участках границы за исключением нижнего ($y=0$)

$$\frac{\partial u}{\partial n} = 0,$$

то этот интеграл принимает вид:

$$\int_{-a}^a \frac{\partial u}{\partial y} \Big|_{y=0} dx = -R_1 \int_{-a}^a F(x) dx.$$

Так как функция $F(x)$ в данном случае обладает свойством:

$$F(-x) = -F(x),$$

то интеграл от этой функции в интервале $-a \leq x \leq a$ действительно равен нулю.

Чтобы граничные условия задачи на протяжении всей границы были однородными, перейдем к новой функции $v(x, y)$ в соответствии с формулой:

$$v(x, y) = u(x, y) + \frac{R_1}{b} F(x) \left(by - \frac{1}{2} y^2 \right),$$

откуда имеем:

$$u = v - \frac{R_1}{b} F(x) \left(by - \frac{1}{2} y^2 \right).$$

Из этого выражения находим производные функции $u(x, y)$ и подставляем в (7), которое после преобразования примет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} &= R_1 e^y \left[H_x \frac{\partial}{\partial x} \ln \mu + H_y \frac{\partial}{\partial y} \ln \mu \right] + \\ &+ \frac{R_1}{b} \frac{d^2 F}{dx^2} \left(by - \frac{1}{2} y^2 \right) - \frac{R_1}{b} F(x). \end{aligned}$$

Обозначив правую часть этого уравнения через $f(x, y)$, получим:

$$\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 v}{\partial y^2} = f(x, y).$$

В соответствии с вариационным исчислением решение этой краевой задачи соответствует определению экстремума функционала [Л. 8]:

$$j = \int_0^b \int_{-a}^a \left[\left(\frac{\partial v}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + 2f v \right] dx dy. \quad (8)$$

При нахождении экстремума все допустимые к рассмотрению функции надо подчинить условию:

$$\frac{\partial v}{\partial n} \Big|_r = 0.$$

Как указывалось выше, для решения поставленной задачи применим метод Ритца. Функцию $v(x, y)$ будем искать в виде:

$$v(x, y) = \sum_{n=1,3,\dots}^N \sum_{m=0,1,\dots}^M v_{nm} \sin \frac{n\pi x}{2a} \cos \frac{m\pi y}{b}. \quad (9)$$

По той же системе функций разложим в ряд и функцию $f(x, y)$:

$$f(x, y) = \sum_{n=1,3,\dots}^N \sum_{m=0,1,\dots}^M f_{nm} \sin \frac{n\pi x}{2a} \cos \frac{m\pi y}{b}. \quad (9a)$$

Здесь N и M предполагаются достаточно большими, так что разложения (9) и (9a) с необходимой степенью точности представляют функции $v(x, y)$ и $f(x, y)$.

В соответствии с методом Ритца (9) и (9a) подставляем в (8) и после интегрирования получаем:

$$\begin{aligned} j = 2 \left[\sum_{n=1,3,\dots}^N \sum_{m=0,1,\dots}^M v_{nm}^2 \left(\frac{n\pi}{2a} \right)^2 \frac{1}{2} a B_1 + \sum_{n=1,3,\dots}^N \sum_{m=0,1,\dots}^M v_{nm}^2 \left(\frac{m\pi}{b} \right)^2 \times \right. \\ \left. \times \frac{1}{2} a B_2 + 2 \sum_{n=1,3,\dots}^N \sum_{m=0,1,\dots}^M v_{nm} f_{nm} \frac{1}{2} a B_1 \right]. \end{aligned}$$

Чтобы получить уравнения для определения коэффициентов v_{nm} , вычисляем производные $\frac{\partial j}{\partial v_{nm}}$ и приравниваем их нулю:

$$\frac{\partial j}{\partial v_{nm}} = v_{nm} \left(\frac{n\pi}{2a} \right)^2 B_1 + v_{nm} \left(\frac{m\pi}{b} \right)^2 B_2 + f_{nm} B_1 = 0.$$

Отсюда

$$v_{nm} = - \frac{f_{nm} B_1}{\pi^2 \left(\frac{n^2}{4a^2} B_1 + \frac{m^2}{b^2} B_2 \right)},$$

где

$$B_1 = \begin{cases} b & \text{при } m=0; \\ \frac{b}{2} & \text{при } m \neq 0; \end{cases} \quad B_2 = \begin{cases} 0 & \text{при } m=0; \\ \frac{b}{2} & \text{при } m \neq 0. \end{cases}$$

Решение поставленной задачи можно записать:

$$\begin{aligned} u(x, y) = & -\frac{R_1}{b} F(x) \left(by - \frac{1}{2} y^2 \right) + v(x, y) = - \\ & -\frac{R_1}{b} F(x) \left(by - \frac{1}{2} y^2 \right) - \\ & -\frac{1}{\pi^2} \sum_{n=1,3,\dots}^N \sum_{m=0,1,\dots}^M \frac{f_{nm}}{\left(\frac{n}{2a}\right)^2 + \left(\frac{m}{b}\right)^2} \sin \frac{n\pi x}{2a} \cos \frac{m\pi y}{b}. \end{aligned}$$

Следовательно, значения составляющих вектора напряженности магнитного поля будут определяться выражениями:

$$\begin{aligned} H_x = & -\frac{1}{R_1 e^y} \frac{\partial u}{\partial x} = \frac{1}{R_1 e^y} \left[\frac{R_1}{b} \frac{dF}{dx} \left(by - \frac{1}{2} y^2 \right) + \right. \\ & + \frac{1}{2\pi a} \sum_{n=1,3,\dots}^N \sum_{m=0,1,\dots}^M \frac{f_{nm}}{\left(\frac{n}{2a}\right)^2 + \left(\frac{m}{b}\right)^2} \times \\ & \times \cos \frac{n\pi x}{2a} \cos \frac{m\pi y}{b} \left. \right]; \\ H_y = & -\frac{1}{R_1 e^y} \frac{\partial u}{\partial y} = \frac{1}{R_1 e^y} \left[\frac{R_1}{b} F(x) (b - y) - \right. \\ & - \frac{1}{\pi b} \sum_{n=1,3,\dots}^N \sum_{m=0,1,\dots}^M \frac{f_{nm}}{\left(\frac{n}{2a}\right)^2 + \left(\frac{m}{b}\right)^2} \times \\ & \times \sin \frac{n\pi x}{2a} \sin \frac{m\pi y}{b} \left. \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь выражение для коэффициентов f_{nm} имеет вид

$$f_{nm} = \frac{2}{aB_1} \int_0^b \int_0^a f(x, y) \sin \frac{n\pi x}{2a} \cos \frac{m\pi y}{b} dx dy, \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} f(x, y) = & R_1 e^y \left[H_x \frac{\partial}{\partial x} \ln \mu + H_y \frac{\partial}{\partial y} \ln \mu \right] + \\ & + \frac{R_1}{b} \frac{d^2 F}{dx^2} \left(by - \frac{1}{2} y^2 \right) - \frac{R_1}{b} F(x). \end{aligned} \quad (12)$$

Решение задачи производится в следующем порядке. По заданным размерам области решения задачи в полярной системе координат определяем пределы изменения переменных x и y , т. е. определяем a и b . На новую область решения задачи наносим сетку, используемую для вычисления интеграла (11), в узлах которой задаемся начальным приближением для H_x , H_y и μ .

В частном случае начальные приближения могут быть приняты равными нулю.

Используя эти начальные приближения, с помощью (12) находим значения функции $f(x, y)$ в узлах сетки, а по (11) путем численного интегрирования — значения коэффициентов f_{nm} . После этого с помощью (10) определяем новое (уточненное) распределение составляющих напряженности маг-

нитного поля. По полученным H_x и H_y и кривой намагничивания уточняем распределение магнитной проницаемости, после чего переходим к следующему итерационному циклу. Процесс продолжается до тех пор, пока отклонение распределения магнитной индукции, которая вычисляется по полученным распределениям магнитного поля, от одного итерационного цикла к другому не станет меньше наперед заданной величины, определяющей необходимую точность решения задачи. После этого по формулам перехода от одной системы координат к другой, окончательное распределение магнитной индукции переносим в старую систему координат. Количество членов ряда (9), необходимое для решения задачи, уточняется в процессе решения.

Авторами были проведены расчеты распределения модуля вектора напряженности магнитного поля и модуля вектора магнитной индукции при различных степенях насыщения спинки для вышеуказанной геометрии турбогенератора мощностью 500 Мвт.

Исходя из физических соображений, при расчете распределения магнитного поля в качестве граничного условия принималась функция $F(\theta) = H_0 \sin \theta$.

При отсутствии насыщения материала рассматриваемой области ($B < 1,4$ тл) при заданном виде граничной функции суммарный магнитный поток, проходящий через нейтральную линию, при предполагаемом вращении ротора изменяется синусоидально во времени, и в данном случае задача решается при обычно принимаемом [Л. 3 и 4] при расчете характеристики намагничивания предположении о синусоидальности магнитного потока.

При значительных насыщенных ($B > 1,4$ тл) в реальной машине происходит уплощение кривой магнитного потока (в функции времени). Задание граничной функции вида $F(\theta) = H_0 \sin \theta$ позволяет учесть это обстоятельство.

В процессе решения задачи подынтегральная функция в (11) вычислялась в 100 точках области решения задачи.

Все расчеты, связанные с решением данной задачи, были выполнены на ЦВМ «Минск-22» и заняли 55 мин машинного времени.

Для выяснения количества членов ряда (9), необходимых для решения нашей задачи с достаточной для практики степенью точности, все расчеты были проделаны для двух рядов, параметры n и m которых принимают значения:

$$\begin{aligned} n = & 1, 3, 5, 7; \quad m = 0, 1, 2; \\ n = & 1, 3, 5, 7; \quad m = 0, 1, 2, 3, 4. \end{aligned}$$

В результате проведенного расчета было выяснено, что распределения магнитной индукции, полученные с помощью первого и второго рядов, отличаются не более чем на 6%.

Характеристика намагничивания, т. е. зависимость магнитного потока от падения магнитного напряжения на рассматриваемом участке, определялась для трех значений H_0 с использованием предварительных расчетов распределения модуля вектора напряженности магнитного поля и модуля вектора магнитной индукции. При этом магнитный поток на одну сторону спинки и на один метр длины статора определялся по формуле:

$$\Phi = \left| \int_{R_1}^{R_2} (B)_{\theta=0} dr \right|,$$

а падение магнитного напряжения н. с. — по выражению:

$$z = \left| \int_{R_1}^{R_2} (H)_{\theta} = \frac{\pi}{2} dr + \int_{\pi/2}^0 (H)_{r=R_2} R_2 d\theta \right|.$$

По результатам расчета построена характеристика намагничивания спинки статора турбогенератора мощностью 500 Мвт, определенная в соответствии с предлагаемым методом (сплошная кривая 1 на рис. 2).

Вывод. Предложенный метод расчета позволяет уточнить значение н. с. при расчете характеристики намагничивания спинки статора крупного двухполюсного турбогенератора на 10—25% по сравнению со значениями, определенными по существующим упрощенным методам.

◆ ◆ ◆

Литература

1. Проектирование электрических машин, Под общ. ред. П. С. Сергеева, Госэнергоиздат, 1956.
2. Постников И. М., Проектирование электрических машин, Гостехиздат, УССР, 1960.
3. Пунга Ф., Проектирование электромашин, изд-во КУБУЧ, 1934.
4. Lehmann K. O., Die Messung der Ankerspannung, Arch. Elektrotecn., 1930.
5. A h a m e d S. V., E r d e l y i E. A. and B u r t n e s s R. D., Flux distribution in saturated dc machines at no-load, JEEE Trans. on Power Apparatus and Systems, vol. PAS-84, May 1965.
6. A h a m e d S. V. and E r d e l y i E. A., Nonlinear Theorie of Salient pole Machines, JEEE, Trans. on Power Apparatus and Systems, vol. PAS-85, January 1966.
7. Кочин Н. Е., Векторное исчисление и начала тензорного исчисления, Изд-во АН СССР, 1951.
8. Конторович Л. В. и Крылов В. И., Приближенные методы высшего анализа, Гостехиздат, М.—Л., 1952.

[3.11.1969]

УДК 621.313.001.24

Аналитическое определение электромагнитных параметров тонкостенных немагнитных экранов индукционных электрических машин

Инж. В. П. КИРЮХИН

Москва

К анализу тонкостенных немагнитных экранов сводится рассмотрение таких широко распространенных элементов, как относительно тонкие защитные экраны экранированных электрических машин, полые немагнитные роторы асинхронных исполнительных двигателей и тахогенераторов, проводящие слои в машинах с массивными роторами. Объединяющая эти элементы особенность состоит в том, что они являются проводниками с двухмерно распределенными параметрами, относящимися к вторичным цепям электрической машины. Здесь вихревые токи, практически не изменяясь по толщине экранов, в общем случае сложным образом распределяются по их поверхности.

Наиболее важными электромагнитными параметрами экранов являются их интегральные параметры — активное сопротивление r_s и индуктивное сопротивление рассеяния x_s , зависящие от распределения тока в экране.

Среди множества работ, посвященных методам расчета параметров экрана, наибольшее значение имеют [Л. 1—3], в которых задача рассмотрена наиболее строго и последовательно. Однако во всех известных работах рассматриваются экраны упрощенных конструкций (цилиндры, плоскости) с числом зон переменной электропроводности не более двух-трех. Полученные выражения даже в этих сравнительно простых случаях являются сложными функциями комплексных аргументов, что затрудняет практическое их использование и заставляет принимать дополнительные упрощающие допущения

[Л. 4 и 5]. Расчеты еще более затрудняются с усложнением конструктивной схемы экрана. Таким образом, задача определения параметров экранов требует дополнительного анализа.

В статье наряду с рассмотрением сложных конструкций экранов (с числом зон до 5—9) и учетом конкретных геометрических форм элементов, предлагаются критериальные зависимости, справедливые для экранов любой сложности с любым количеством зон. При этом путем построения систем графиков или таблиц удается избежать громоздких операций с комплексными числами. В целом расчет параметров экранов сводится к элементарным операциям с одновременным повышением точности расчетов за счет учета дополнительных факторов.

Рассмотрим определение параметров экранов при следующих основных исходных допущениях:

магнитное поле, сцепленное с экраном, ограничено расчетной длиной воздушного зазора машины, имеет только радиальную составляющую, изменяющуюся вдоль окружности воздушного зазора по гармоническому закону и неизменную в направлении радиуса; магнитное поле возбуждения постоянно в пределах расчетной длины воздушного зазора; нормальные составляющие напряженности электрического поля в экране равны нулю; магнитная проницаемость стальных участков магнитной системы бесконечно велика.

На рис. 1 показана общая расчетная схема экрана (нижняя половина экрана и магнитной системы условно не показаны). Систему цилиндрических ко-

ординат жестко связем с экраном. Пусть поле возбуждения вращается с постоянной скоростью $\frac{\omega}{p}$

относительно экрана в направлении возрастания угла φ . (Здесь $\omega = 2\pi f$ — круговая частота токов в экране, p — число пар полюсов рассматриваемого поля возбуждения.) В экране можно выделить три характерные области: среднюю и области I и II (рис. 1). Средняя область — область действия магнитного поля возбуждения — состоит из двух зон $z > 0$ и $z < 0$. Области I и II — некоторые сколь угодно сложные по конструкции лобовые части экрана. В областях I и II выделим зоны, примыкающие к средней области и характеризующиеся значениями приведенных электропроводностей соответственно

$$\gamma_i^I = \gamma_i \frac{\Delta_i^I}{\Delta_i}; \quad \gamma_i^{II} = \gamma_i^{II} \frac{\Delta_i^{II}}{\Delta_i},$$

где γ_i^I и γ_i^{II} — удельные электропроводности материалов экрана в i -й зоне; Δ_i^I и Δ_i^{II} — толщины экрана в i -й зоне соответственно для I и II областей; выделенные зоны находятся на радиусе $r = R$.

Распределение напряженности электрического поля в каждой из зон экрана в границах квазистационарных явлений может быть найдено по формулам, вытекающим из общих уравнений Максвелла:

$$\left. \begin{aligned} \operatorname{rot} \bar{E}_i &= - \frac{\partial (\bar{B}_i + \bar{B}_{di})}{\partial t}; \\ \operatorname{rot} \bar{H}'_i &= \bar{\delta}_i; \\ \bar{\delta}_i &= \gamma_i \bar{E}_i, \quad \bar{B}_i = \mu_0 \bar{H}'_i, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

где \bar{E}_i — вектор напряженности электрического поля в i -й зоне экрана; \bar{E}_i — вектор индукции магнитного поля в i -й зоне от индуцированных токов; \bar{B}_{di} — вектор индукции заданного магнитного поля возбуждения в i -й зоне экрана; \bar{H}'_i — вектор напряженности магнитного поля в i -й зоне экрана от индуцированных токов; $\bar{\delta}_i$ — вектор плотности токов, индуцированных в i -й зоне экрана; μ_0 — магнитная постоянная. По условиям задачи $\bar{E}_i = 0$; $\bar{B}_{di} = 0$ при $|z| > 0$, где второе уравнение системы (1) не учитывается.

С учетом сделанных допущений решения системы (1) относительно комплексных амплитуд проекций напряженности электрического поля для выделенных зон получим в виде:

$$\left. \begin{aligned} \dot{E}_{1\varphi m} &= -j \frac{\lambda}{\alpha} C_1 e^{\lambda z} + j \frac{\lambda}{\alpha} C_2 e^{-\lambda z}; \\ \dot{E}_{1zm} &= C_1 e^{\lambda z} + C_2 e^{-\lambda z} + \frac{\alpha \omega}{\lambda^2} B_{\delta}; \\ \dot{E}_{2\varphi m} &= j C_3 e^{\frac{p}{R} z} + j C_4 e^{-\frac{p}{R} z}; \\ \dot{E}_{2zm} &= -C_3 e^{\frac{p}{R} z} + C_4 e^{-\frac{p}{R} z}; \\ B_{\delta} &= B_{\delta pm} = B_{\delta l}; \quad \alpha = \frac{\pi}{\tau}; \quad \tau = \frac{\pi R}{p}; \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

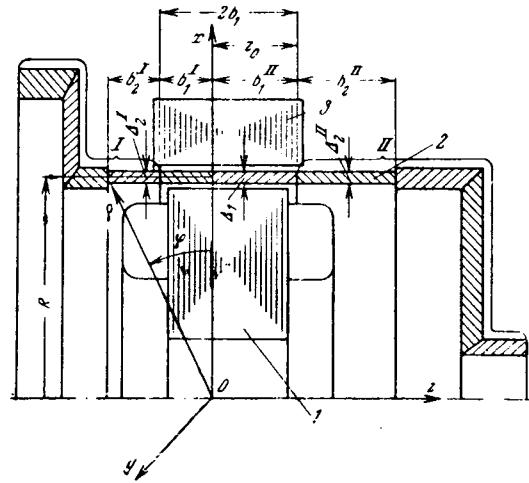


Рис. 1. Расчетная схема экрана.

1 — статор с обмоткой возбуждения; 2 — экран; 3 — ярмо — замыкатель магнитного потока (ротор).

где

$$\lambda^2 = \alpha^2 (1 + j\varepsilon); \quad \varepsilon = \frac{\mu_0 \gamma_i \omega}{\alpha^2} \frac{\Delta_i}{\Delta}; \quad (3)$$

$C_1 \div C_4$ — постоянные интегрирования; ε — безразмерный критерий реакции экрана, характеризующий влияние индуцированных токов на поле возбуждения; Δ — эквивалентный воздушный зазор между статором и ротором, равный произведению немагнитного зазора между зубцами ротора и статора на коэффициент воздушного зазора.

Рассмотрим вначале экран, имеющий поперечную плоскость симметрии $z=0$. Для симметричного экрана области I и II эквиваленты ($\gamma_i^I = \gamma_i^{II} = \gamma_i$ и $b_2^I = b_2^{II} = b_2$, $b_1^I = b_1^{II} = b_1$), вследствие чего целесообразно ограничиться рассмотрением половины экрана ($z > 0$).

Для нахождения интересующих нас параметров достаточно определить только две постоянные C_1 и C_2 , характеризующие распределение электромагнитного поля в области воздушного зазора. Используем следующие граничные условия.

Так как экран симметричен, то $\dot{E}_{1\varphi m} = 0$ при $z=0$, в то же время на границе раздела зон 1 и 2 справедливы равенства:

$$\dot{E}_{1\varphi m} = \dot{E}_{2\varphi m} \quad \text{и} \quad \gamma_1 \dot{E}_{1zm} = \gamma_2 \dot{E}_{2zm}.$$

Введем обозначения:

$$e^{\frac{p}{R} b_1} = A_1; \quad e^{-\frac{p}{R} b_1} = B_1. \quad (4)$$

Из граничных условий с учетом системы (2) и обозначений (4) получаем выражение для постоянных:

$$C_1 = C_2 = \frac{-\frac{1}{2} \frac{\alpha \omega}{\lambda^2} B_{\delta}}{\operatorname{ch} \lambda b_1 + \left(\frac{\lambda}{\alpha} \operatorname{sh} \lambda b_1 \right) M}, \quad (5)$$

$$P_0 = 8(B_\delta \tau f)^2 \gamma_1 \Delta_1 \pi R b_1,$$

K — комплексный коэффициент краев, учитывающий влияние поперечного краевого эффекта на «полную комплексную мощность» экрана;

$$\dot{K} = K_p + jK_Q = \frac{1 - j\epsilon}{1 + \epsilon^2} -$$

$$-\frac{\pi(1-j\epsilon)^2}{\frac{\pi}{2} \Lambda (1+\epsilon^2)^2} \frac{1}{\left(\frac{1}{\sqrt{1+j\epsilon}} \operatorname{ctg} \frac{\pi}{2} \Lambda \sqrt{1+j\epsilon} + M\right)}; \quad (8)$$

$\Lambda = \frac{2b_1}{\tau}$ — безразмерный критерий, определяющий относительную длину машины.

Активное сопротивление экрана, приведенное к числу фаз и витков обмотки статора

$$r'_{\text{a}} = \frac{mE^2}{P_0} = R_0 \xi_R, \quad (9)$$

где m — число фаз обмотки статора; E — э. д. с. в фазе обмотки статора, неподвижного относительно экрана, наводимая результирующим полем в зазоре электрической машины;

$$E^2 = 8f^2 \omega_{\text{a}\Phi}^2 (2b_1)^2 \tau^2 B_\delta^2 [(1 + \epsilon K_Q)^2 + (\epsilon K_P)^2];$$

P_0 — потери в экране;

$$R_0 = 2m\omega_{\text{a}\Phi}^2 \frac{\Lambda}{P_0 \Delta_1 \gamma_1}, \quad (10)$$

$\omega_{\text{a}\Phi} = \omega_1 k_{w1}$ — эффективное число витков в фазе обмотки статора;

$$\xi_R = \frac{(1 + \epsilon K_Q)^2 + (\epsilon K_P)^2}{K_P}. \quad (11)$$

Индуктивное сопротивление рассеяния экрана, приведенное к числу фаз и витков обмотки статора

$$x'_{\text{a}} = \frac{mE^2}{Q_{\text{a}\sigma}} = R_0 \xi_X, \quad (12)$$

где

$$\xi_X = \frac{(1 + \epsilon K_Q)^2 + (\epsilon K_P)^2}{-K_Q - \epsilon (K_P^2 + K_Q^2)}, \quad (13)$$

$Q_{\text{a}\sigma}$ — реактивная мощность, характеризующая индуктивность рассеяния экрана.

Представленное определение параметров соответствует известной схеме замещения асинхронной машины, показанной на рис. 2, а.

Из (8) — (13) видно, что параметры симметричного экрана определяются по существу как функции трех безразмерных критериев ϵ , Λ , M . Это позволяет по-

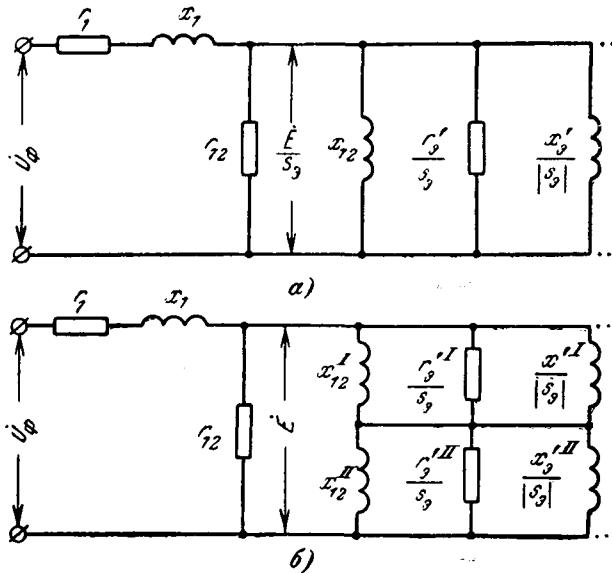


Рис. 2. Схемы замещения фазы асинхронной машины с врачающимся экраном.

а — общая; б — с разделением экрана.

где

$$M = \frac{\gamma_2'}{\gamma_1} \left(\frac{1 - \beta}{1 + \beta} \right), \quad (6)$$

$$\beta = \frac{\Gamma}{B_1^2 B};$$

M — безразмерный критерий, определяющий влияние лобовых частей экрана на распределение токов в зоне I.

Коэффициенты B и Γ связывают постоянные C_3 и C_4 соотношением:

$$C_3 B = C_4 \Gamma. \quad (7)$$

Как будет в дальнейшем показано на конкретном примере пятизонного экрана, критерий M является числом чисто действительным, не зависящим от b_1 .

Коэффициент β зависит от размеров и проводимостей зон лобовых частей экрана.

Используя для постоянных интегрирования выражение (5), можно определить все необходимые электромагнитные характеристики в средней области экрана.

«Полная комплексная мощность» экрана

$$\dot{S}_0 = \int_0^{2\pi} \frac{\dot{E}_m}{\sqrt{2}} \frac{i_{zm}}{\sqrt{2}} d\varphi,$$

где $\dot{E}_m = 4\tau f B_\delta b_1$ — сопряженная комплексная амплитуда э. д. с., наводимой в экране полем возбуждения; $i_{zm} = \Delta_1 \frac{\gamma_1}{\alpha} \omega B_\delta \dot{K}$ — комплексная амплитуда поверхностного тока экрана, среднего на длине $2b_1$, может быть представлена в виде

$$\dot{S}_0 = P_0 \dot{K},$$

где P_0 — потери в экране, имеющем длину $2b_1$ и сверхпроводящие лобовые части, при отсутствии реакции экрана ($\epsilon = 0$)

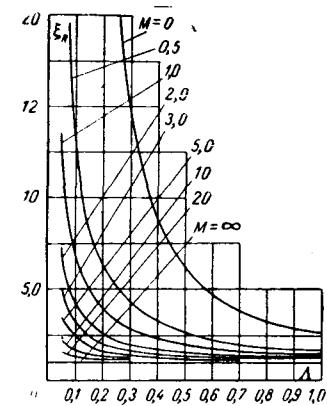


Рис. 3. Критериальные зависимости $\xi_R = f_1(\Lambda, M)$ при $\epsilon = 3$ для определения активного сопротивления экрана.

строить зависимости $\xi_R = f_1(\epsilon, \Lambda, M)$, $\operatorname{tg} \varphi_3 = \frac{\xi_R}{\xi_x} = f_2(\epsilon, \Lambda, M)$, исключив вычисления с комплексными числами. На рис. 3 и 4 для примера приведены такие кривые при $\epsilon = 3$.

При практических расчетах целесообразно пользоваться графическими зависимостями $\xi_R = f'_1(\Lambda, M)$ при $\epsilon = 0$ и $K_{\xi_R} = \frac{f_1(\epsilon, \Lambda, M)}{f'_1(\Lambda, M)}$ вместо $\xi_R = (\epsilon, \Lambda, M)$.

Критериальные зависимости справедливы для любого сколь угодно сложного симметричного экрана. С изменением типа экрана будет изменяться только формула для коэффициента β .

Рассмотрим достаточно общий случай пятизонного симметричного экрана. На рис. 5 показана расчетная схема одной четвертой части симметричного экрана с выделением зон, отличающихся электропроводностью. Обозначены основные размеры зон. Область лобовых частей составляет зоны 2÷5.

Для зон 1 и 2 справедливы уравнения (2). Уравнения комплексных амплитуд проекций напряженности электрического поля в экране для зон 3÷5 определяются системой уравнений, являющейся решением исходных дифференциальных уравнений (1):

$$\left. \begin{aligned} \dot{E}_{3zm} &= -C_5 e^{\frac{p}{R} z} + C_6 e^{-\frac{p}{R} z}; \\ \dot{E}_{3\varphi m} &= jC_5 e^{\frac{p}{R} z} + jC_6 e^{-\frac{p}{R} z}; \\ \dot{E}_{4pm} &= -C_7 \rho^{p-1} + C_8 \rho^{-p-1}; \\ \dot{E}_{4\varphi m} &= jC_7 \rho^{p-1} + jC_8 \rho^{-p-1}; \\ \dot{E}_{5zm} &= -C_9 e^{\frac{p}{r} z} + C_{10} e^{-\frac{p}{r} z}; \\ \dot{E}_{5\varphi m} &= jC_9 e^{\frac{p}{r} z} + jC_{10} e^{-\frac{p}{r} z}. \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

При дополнительных граничных условиях

$$\begin{aligned} \gamma' s \dot{E}_{2zm} &= \gamma' s \dot{E}_{3zm}, \quad \dot{E}_{2\varphi m} = \dot{E}_{3\varphi m} \text{ при } z = b_1 + b_2; \\ \gamma' s \dot{E}_{3zm} &= -\gamma' s \dot{E}_{4pm}; \quad \dot{E}_{3\varphi m} = \dot{E}_{4\varphi m} \text{ при } z = b_1 + b_2 + b_3, \quad \rho = R; \\ \gamma' s \dot{E}_{4pm} &= \gamma' s \dot{E}_{5zm}, \quad \dot{E}_{4\varphi m} = \dot{E}_{5\varphi m} \text{ при } z = b_1 + b_2 + b_3, \quad \rho = r \end{aligned}$$

и полагая, что при $z = b_1 + b_2 + b_3 - b_5$ область 5 граничит с непроводящим телом, имеем:

$$\dot{E}_{5zm} = 0.$$

Записанные граничные условия позволяют определить искомую связь между постоянными интегрирования C_3 и C_4 , т. е. определить коэффициент β , а следовательно, и критерий M . После громоздких математических преобразований получим:

$$\beta = \frac{m_2 \left(\frac{\gamma'_2}{\gamma'_3} + 1 \right) + m_1 B_2^2 \left(\frac{\gamma'_2}{\gamma'_3} - 1 \right)}{m_2 A_2^2 \left(\frac{\gamma'_2}{\gamma'_3} - 1 \right) + m_1 \left(\frac{\gamma'_2}{\gamma'_3} + 1 \right)}, \quad (15)$$

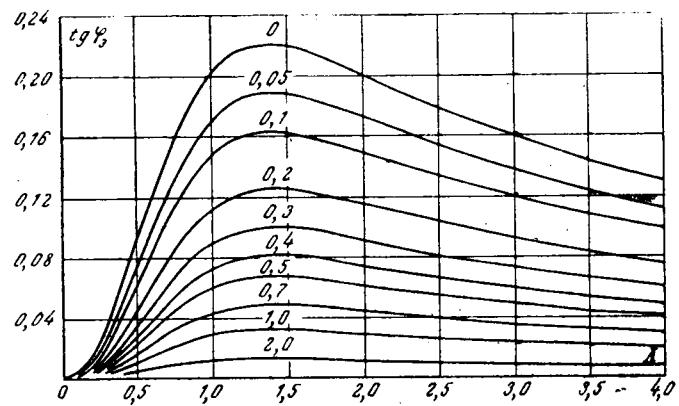


Рис. 4. Критериальные зависимости $\operatorname{tg} \varphi_3 = f_2(\Lambda, M)$ при $\epsilon = 3$ для определения индуктивного сопротивления рассеяния экрана.

где

$$m_1 = -A_3 A_4 A_6 B_5 B_7 K_1 + A_3 A_4 B_5 B_6 K_2 +$$

$$+ A_3 A_6 B_4 B_6 K_3 - A_3 A_5 A_6 B_4 B_7 K_4;$$

$$m_2 = -A_5 B_3 B_4 B_6 K_1 + A_5 A_6 B_3 B_4 B_7^2 K_2 +$$

$$+ A_4 A_6 B_3 B_5 B_7^2 K_3 - A_4 B_3 B_5 B_6 K_4;$$

$$K_1 = (\gamma'_5 + \gamma'_4)(\gamma'_4 + \gamma'_3); \quad K_2 = (\gamma'_5 - \gamma'_4)(\gamma'_4 + \gamma'_3);$$

$$K_3 = (\gamma'_5 + \gamma'_4)(\gamma'_4 - \gamma'_3); \quad K_4 = (\gamma'_5 - \gamma'_4)(\gamma'_4 - \gamma'_3);$$

$$A_2 = e^{\frac{p}{R} b_1}; \quad A_3 = e^{\frac{p}{R} (b_1 + b_2)}; \quad A_4 = R^{p-1}; \quad A_5 = r^{p-1};$$

$$A_6 = e^{\frac{p}{r} (b_2 + b_3)}; \quad A_7 = e^{\frac{p}{r} (b_2 + b_3 - b_5)}; \quad B_n = \frac{1}{A_n}$$

за исключением

$$B_4 = R^{-p-1}, \quad B_5 = r^{-p-1}.$$

Из (6) и (15), определяющих критерий M для экрана с числом зон до пяти, легко видеть, что M

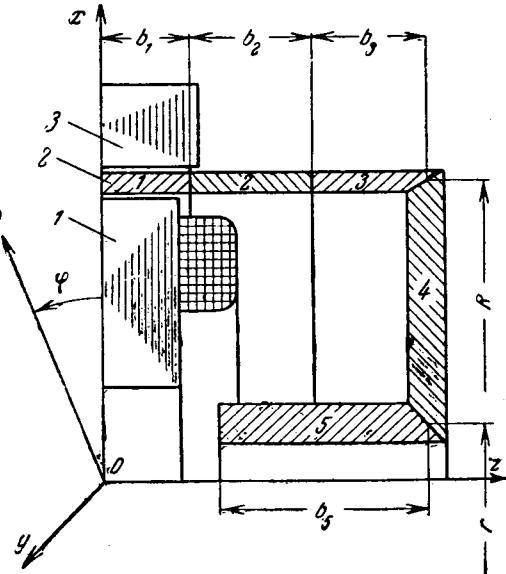


Рис. 5. Расчетная схема пятизонного незамкнутого экрана.
1 — статор с обмоткой возбуждения; 2 — экран; 3 — ярмо — замыкатель магнитного потока (ротор).

не зависит от b_1 . Критерий M — число чисто действительное. Определяя влияние лобовых частей на параметры экрана, критерий M увеличивается при возрастании проводимости лобовых частей. Так, в предельных случаях, если $\gamma'_2=0$, то $M=0$; если $\gamma'_2=\infty$, то $M=\infty$.

Проведя аналогичный анализ для экранов с $r>R$ с учетом изменения граничных условий для нормальных составляющих плотности тока на границах между зонами 3, 4 и 4, 5, можно получить простое правило перехода от формул (15): в выражениях для t_1 и t_2 следует взаимно поменять местами коэффициенты — K_1 с K_4 и K_2 с K_3 .

В том случае, когда экран в зоне 5 граничит с областью, отличающейся весьма высокой относительной приведенной электропроводностью, так что ее можно считать сверхпроводящей, формулы для таких экранов получаются из (15) путем изменения знаков «+» на «—» в выражениях для t_1 и «—» на «+» в выражениях для t_2 . Этот случай соответствует также полностью замкнутому экрану, когда зона 5 (рис. 5) электрически соединяется в плоскости $z=0$ с соответствующей ей симметрично расположенной частью экрана.

Для двухзонного экрана, рассмотренного в [Л. 1], из (15) можно получить весьма простые формулы. Если зона 2 граничит с непроводящей областью, то $\beta=B_2^2$, а если зона 2 граничит со сверхпроводящей областью (толстое дно полого ротора по [Л. 1]), то $\beta=-B_2^2$.

Часто приходится рассчитывать экраны, не обладающие поперечной симметрией. Характерным примером таких экранов могут служить полые роторы асинхронных исполнительных двигателей и тахогенераторов. Однако и в этих случаях основные критериальные зависимости в своей основе остаются справедливыми так же, как остаются справедливыми и формулы для определения основных критериев — ϵ , Λ , M . Это становится ясным, если учесть, что всегда имеется возможность представить любой несимметричный экран как совокупность двух симметричных экранов.

Амплитуда проекции напряженности электрического поля на ось ϕ в средней области экрана (2) в общем случае, изменяясь непрерывно на длине $2b_1$, меняет свой знак, поскольку именно в средней области поле этого вектора является вихревым. Поэтому в пределах $2b_1$, включая границы, всегда найдется такая плоскость, где напряженность электрического поля имеет только осевую составляющую E_z . Если условно разделить несимметричный экран этой плоскостью, то образуются две части, для которых будут справедливы те же граничные условия, что и для симметричного экрана, также условно разделенного нами поперечной плоскостью симметрии. Следовательно, останутся справедливыми в этом случае полученные выражения для \hat{K} , K_p , K_Q , Λ , ϵ , M , применяемые теперь отдельно для обеих неодинаковых частей экрана. Выражения ξ_R и ξ_X для экрана в целом, соответствующие схеме рис. 2, а, изменяются. Частичные же значения ξ_R и ξ_X , связанные с отдельными частями потока возбуждения, могут вычисляться с использованием кrite-

риальных зависимостей, полученных для симметричных экранов. При этом сопротивления R_0 , относящиеся к отдельным частям экрана и определяемые по уравнению (10), следует разделить пополам, поскольку каждая из частей экрана составляет половину соответствующего ей симметричного экрана. Общее сопротивление взаимоиндукции машины, вычисляемое обычными способами, делится между частями экрана пропорционально длинам их зон воздушного зазора. Схема замещения асинхронной машины с несимметричным разделенным экраном представлена на рис. 2, б. Здесь индексы I и II указывают на принадлежность параметра левой и правой части экрана ($z<0$; $z>0$ — рис. 1).

Определим положение плоскости разделения несимметричного разомкнутого экрана, у которого не может существовать токов, замыкающихся в плоскостях $\phi=\text{const}$ или эти токи пренебрежимо малы. Допустим, плоскость XOY (рис. 1) является искомой плоскостью разделения несимметричного экрана, тогда на ней должно выполняться условие:

$$\dot{E}_{1z_m}^I = \dot{E}_{1z_m}^{II} \quad \text{при } z=0, \quad (16)$$

где

$$\dot{E}_{1z_m}^I = C_1^I (e^{\lambda z} + e^{-\lambda z}) + \frac{\alpha \omega}{\lambda^2} B_\delta,$$

$$\dot{E}_{1z_m}^{II} = C_1^{II} (e^{\lambda z} + e^{-\lambda z}) + \frac{\alpha \omega}{\lambda^2} B_\delta.$$

Представим C_1^I и C_1^{II} в виде (5), из (16) получаем:

$$\begin{aligned} \operatorname{ch} \lambda (2b_1 - Z_0) + \frac{\lambda}{\alpha} M^I \operatorname{sh} \lambda (2b_1 - Z_0) = \\ = \operatorname{ch} \lambda Z_0 + \frac{\lambda}{\alpha} M^{II} \operatorname{sh} \lambda Z_0. \end{aligned} \quad (17)$$

Здесь M^I и M^{II} — критерии M , характеризующие лобовые части I и II несимметричного экрана. Использование формул (6), (15) для пятизональных симметричных экранов позволяет рассчитывать девятизональные несимметричные экраны самых разнообразных конструкций. Смысл Z_0 ясен из рис. 1.

Из (17) после преобразований получим:

$$Z_0 = \frac{0.25 \ln \Pi}{\alpha \alpha} + b_1, \quad (18)$$

где

$$\begin{aligned} \Pi = & \frac{(c + acM^I - bdM^I + aM^{II} - 1)^2 +}{(c + acM^{II} - bdM^{II} + aM^I - 1)^2 +} \rightarrow \\ & \leftarrow \frac{+ (d + bcM^I + daM^I + bM^{II})^2}{+ (d + bcM^{II} + daM^{II} + bM^I)^2}, \end{aligned}$$

$$a = \sqrt[4]{1 + \epsilon^2} \cos \left(\frac{1}{2} \operatorname{arctg} \epsilon \right); \quad c = e^{\pi \Lambda a} \cos \pi \Lambda b;$$

$$b = \sqrt[4]{1 + \epsilon^2} \sin \left(\frac{1}{2} \operatorname{arctg} \epsilon \right); \quad d = e^{\pi \Lambda a} \sin \pi \Lambda b.$$

Целесообразно для вычисления a , b , c , d пользоваться заранее построенными графическими зависимостями.

Рассмотрим некоторые частные случаи.

1-й случай. Экран симметричный, поэтому $M^{II}=M^I$, откуда $\Pi=1$; из (18) находим $Z_0=b_1$. Сле-

довательно, плоскость разделения симметричного экрана совпадает с плоскостью его поперечной симметрии.

2-й случай. Область I экрана является сверхпроводящей, тогда $M^I = \infty$, $\Pi = c^2 + d^2 = e^{-\pi \Lambda a}$ и $Z_0 = 2b_1$ — плоскость разделения несимметричного экрана при наличии сверхпроводящей области лобовых частей совпадает с границей разделения этой области и области воздушного зазора. Такой же вывод вытекает и из рассмотрения следующего частного случая.

3-й случай. Область II экрана является сверхпроводящей, тогда $M^{II} = \infty$; $\Pi = \frac{1}{c^2 + d^2} = e^{-2a}$ и $Z_0 = 0$.

4-й случай. Экран пассивный, тогда $\epsilon = 0$ и

$$\Pi_{II} = \frac{e^{-\pi \Lambda} + M^I e^{\pi \Lambda} + M^{II} - 1}{e^{-\pi \Lambda} + M^{II} e^{\pi \Lambda} + M^I - 1},$$

$$Z_{0II} = \frac{0.5 \ln \Pi_{II}}{\alpha} + b_1.$$

В заключение отметим, что формулы (11), (13) и (8) для определения ξ_R , ξ_X и коэффициента K значительно упрощаются в применении к пассивным экранам, для которых можно принять $\epsilon = 0$. Выражения (6) и (15), определяющие критерий M , могут быть упрощены самым кардинальным образом при изменении конструкции экрана, позволяющем сократить количество рассматриваемых зон. При этом значительный эффект дает сокращение

числа рассматриваемых зон всего на единицу. Путь преобразования выражений для частных случаев экранов достаточно прост и не требует специальных пояснений.

Из (8) вытекают формулы (8—13) [Л. 3], как частные для однозонного и двухзонного экранов, что указывает на преемственность результатов. Экспериментальная проверка на тонкостенных симметричных замкнутых и разомкнутых экранах, характеризующихся $\Lambda = 0.131$; $\epsilon = 1$; $R = 22.12 \cdot 10^{-3}$ м; $r = 7.25 \cdot 10^{-3}$ м; $b_1 = 4.55 \cdot 10^{-3}$ м; $\Delta_1 = 0.25 \cdot 10^{-3}$ м; $b_2 = 9.6 \cdot 10^{-3}$ м; $b_3 = 0$; $b_5 = 14.15 \cdot 10^{-3}$ м; $v_1 = 0.725 \cdot 10^6$ 1/ом·м; $2p = 2$; $v'_2 = 0.725 \cdot 10^6$ 1/ом·м; $v'_4 = 2.32 \cdot 10^6$ 1/ом·м; $v'_5 = 4.35 \cdot 10^6$ 1/ом·м; $f = 10^3$ Гц, показала, что расчетные и опытные значения активного сопротивления экрана совпадают в пределах точности эксперимента ($\sim 5\%$).

Литература

1. Вевюроко И. А., Индукционные машины с полым магнитным ротором. Диссертация, МЭИ, 1959.
2. Вольдек А. И., Токи и усилия в слое жидкого металла плоских индукционных насосов, Известия вузов, «Электромеханика», 1959, № 1.
3. Вольдек А. И. и Янес Х. И., Поперечный краевой эффект в плоских индукционных насосах при канале жидкого металла с проводящими стенками, «Вопросы магнитной гидродинамики», т. 2, Рига, Изд-во АН Латв. ССР.
4. Лопухина Е. М. и Сомихина Г. С., Асинхронные микромашины с полым ротором, изд-во «Энергия», 1967.
5. Лопухина Е. М. и Сомихина Г. С., Проектирование асинхронных микромашин с полым ротором, изд-во «Энергия», 1968.

[22.10.1969]



УДК 621.313.392

О влиянии нелинейности магнитного сопротивления ротора на характеристики гистерезисного двигателя

А. М. ЛАНГЕН

Москва

Многочисленные труды, посвященные гистерезисному двигателю (ГД) с ротором на немагнитной втулке, ограничиваются, как правило, исследованием так называемого «идеального» двигателя и не затрагивают наиболее сложные вопросы теории этих машин, связанные с нелинейностью магнитного сопротивления ротора. Отсутствие ясного представления о процессах, происходящих в машине, затрудняет разработку методики расчета ГД.

Цель предлагаемой статьи — установить основные качественные связи между распределением электромагнитного поля в зазоре и роторе и электромагнитной мощностью реального двигателя.

Для упрощения задачи приняты обычные в теории гистерезисных машин приближения: магнитная цепь статора ненасыщена, поле плоскопараллельно и толщина ротора мала в сравнении с полюсным делением.

Главной причиной расхождения механических характеристик реального и идеального двигателей считается воздействие полей пространственных гармоник на основное поле машины, однако, каким образом происходит это воздействие, остается пока неясным.

В идеальном ГД высшие гармоники напряженности поля и индукции, обусловленные нелинейностью магнитного сопротивления ротора, не влияют на работу машины, так как угол сдвига между гармониками B_r и H_r всегда равен нулю [Л. 1].

В реальном ГД пространственные гармоники н. с. вступают во взаимодействие с гармониками нелинейности, что приводит к изменению распределения результирующего магнитного поля в роторе двигателя.

Временные и пространственные связи между гармониками приобретают весьма сложный харак-

тер, выяснить который можно путем последовательного приближения к реальным условиям перемагничивания материала ротора в ГД.

Рассмотрим сначала перемагничивание тонкостенного цилиндра из магнитно-твёрдого материала при вращении с угловой скоростью Ω_1 и Ω_n вокруг его образующей двух синусоидальных н. с. Φ_1 и Φ_n с полюсным делением τ_1 и τ_n :

$$\begin{aligned} \vartheta\left(\varphi + \frac{\pi}{2}; t\right) = & \vartheta_1 \sin\left(\varphi + \frac{\pi}{2} + \Omega_1 t\right) + \\ & + \vartheta_n \sin\left[n\left(\varphi + \frac{\pi}{2}\right) + \Omega_n t\right]. \end{aligned} \quad (1)$$

Предположим, что вихревые токи в цилиндре отсутствуют, по толщине цилиндра индукция распределена равномерно, а изменение ее во времени синусоидально:

$$b(\varphi; t) = b_1 \sin(\varphi + \Omega_1 t) + b_n \sin(n\varphi + \Omega_n t). \quad (2)$$

Примем также, что гармоника Φ_n не образует частных циклов при перемагничивании элементов поверхности цилиндра, а меняет их магнитное состояние только по основной петле.

Для описания такого идеализированного процесса допустимо воспользоваться параболической петлей [Л. 2]. Запишем уравнения напряженности поля соответственно участком петли:

$$\left. \begin{aligned} h_1 &= b_1^m(\varphi) - 1; \quad h_{II} = ab_{II}^m + 1; \\ 0 \leq \varphi \leq \gamma_m; \quad \gamma_m \leq \varphi \leq \pi. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Если в (2) $b_n = 0$, то поле в цилиндре описывается уравнением идеального двигателя, когда обобщенная постоянная $T \rightarrow 0$ [Л. 1], а спектр гармоник h соответствует режиму $b = \sin \varphi$.

Принимая степень параболы $m = 3$, подставим (2) в (3):

$$\begin{aligned} h_1 &= [\sin(\varphi + \Omega_1 t) + b_n \sin(n\varphi + \Omega_n t)]^3 - \\ &- 1 = R_c + R_g - 1 \text{ для области } 0 \leq \varphi \leq \gamma_m; \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} h_{II} &= a[\sin(\varphi + \Omega_1 t) + b_n \sin(n\varphi + \Omega_n t)]^3 + \\ &+ 1 = aR_c + aR_g + 1 \text{ для области } \gamma_m \leq \varphi \leq \pi, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} R_c &= \sin^3(\varphi + \Omega_1 t); \\ R_g &= 3b_n \sin^2(\varphi + \Omega_1 t) \sin(n\varphi + \Omega_n t) + \\ &+ 3b_n^2 \sin(\varphi + \Omega_1 t) \sin^2(n\varphi + \Omega_n t) + b_n^2 \sin^3(n\varphi + \Omega_n t). \end{aligned}$$

Члены разложения в (4) и (5) — $(R_c - 1)$ и $(aR_c + 1)$ — образуют согласованный спектр гармоник, соответствующий основной петле гистерезиса при синусоидальной индукции. Остальные обусловлены скользящей гармоникой индукции. Они искашают кривую напряженности поля и вносят в каждую гармонику этой кривой дополнительную составляющую.

При вращении цилиндра частота перемагничивания гармоникой порядка n жестко связана со скоростью вращения a_p соотношением:

$$s_n = \pm 1 - n a_p; \quad \Omega_n = \omega s_n. \quad (6)$$

С учетом (6) уравнения (4) и (5) можно представить в несколько ином виде:

$$\vartheta(\varphi'; t) = \sin(\varphi' + t_p) + \sin n(\varphi' + k_{20}t_p), \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} \varphi' &= \varphi + \frac{\pi}{2}; \\ R_{gI} &= \frac{3}{2} b_n \left(1 + \frac{b_n^2}{2}\right) \sin n(\varphi + k_{20}t_p) + \\ &+ \frac{3}{4} b_n^2 \sin(n-1)(\varphi + k_{21}(-1)t_p) + \frac{3}{4} b_n^2 \sin(n+1) \times \\ &\times (\varphi + k_{21}t_p) + \frac{3}{4} b_n \sin(n-2)(\varphi + k_{22}(-2)t_p) + \\ &+ \frac{3}{4} b_n \sin(n+2)(\varphi + k_{22}t_p) + \frac{b_n^3}{4} \sin 3n(\varphi + k_{20}t_p) + \\ &+ \frac{3}{2} b_n^2 \sin(\varphi + t_p) = c_n + \sum_{N=0}^2 c_{nN} \sin(n-N)(\varphi + k_{2N}t_p), \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$\begin{aligned} c_n &= \frac{3}{2} b_n^2 \sin(\varphi + t_p); \\ k_{2N} &= 1 - \frac{n \mp 1}{(1 - a_p)(n + N)}; \quad N = 0; \pm 1; \pm 2. \end{aligned}$$

Составляющая R_{gII} выражается [аналогично].

Дополнительная составляющая

$$\Delta h(t) = f(R_{gI} R_{gII}).$$

Так как у обычных рабочих петель гистерезиса постоянная $a \ll 1$, допустимо принять $R_{gII} \approx 0$, а

$$\Delta h(t) \approx R_{gI} \approx R_g. \quad (9)$$

Из (8) и (9) следует, что в течение периода скольжения основной гармоники происходит непрерывное изменение формы результирующей кривой напряженности поля. Соответственно форме h меняется потребляемая электромагнитная мощность p_e [Л. 2]. Среднее значение дополнительной составляющей для произвольной a_p за период скольжения основной гармоники

$$\Delta h_{cp} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} R_g dt_p \neq 0, \quad (10)$$

а поэтому и дополнительная за период скольжения Δp_e тоже не равна нулю.

Приближенно оценить дополнительную электромагнитную мощность (без учета потерь в цилиндре) можно с помощью искусственного приема — усреднения скорости гармоник дополнительной составляющей. Вращение гармоники поля относительно основной соответствует периодическому смещению начального сдвига между ними. Усреднение скорости гармоники эквивалентно выделению ее средней начальной фазы по отношению к фазе основной гармоники. Средняя за период скольжения основной гармоники форма н. с. определяется также коэффициентом приведения k_{2N} .

Так, н. с. Φ с приведенной фазой Φ_n по отношению к основной гармонике представлена выражением:

$$\vartheta(\varphi) = \sin \varphi + \sin h \left(\varphi + \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sin k_{20} t_p dt_p \right), \quad (11)$$

где

$$k_{20} = 1 - \frac{h \mp 1}{h(1 - \alpha_p)}; \quad t_p = (1 - \alpha_p) \omega t, \quad (12)$$

а дополнительная составляющая напряженности поля

$$\Delta h_{cp} \approx c_h + \sum_{N=0}^2 c_{hN} \sin(h - N) \left(\varphi + \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \sin k_{\Omega N} t_p dt_p \right). \quad (13)$$

Коэффициент приведения скоростей $k_{\Omega N}$, характеризующий среднее распределение дополнительной составляющей Δh_{cp} , представляет собой гиперболу, одна ветвь которой уходит в $-\infty$ при $\alpha_p \rightarrow 1$, а другая стремится к $1 - \frac{h \mp 1}{2(h + N)}$ при $\alpha_p \rightarrow -1$. Соответственно крутизна ветвей в области $1 > \alpha_p > 0,5$ средняя начальная фаза гармоник дополнительной составляющей меняется быстро, а в области $0 > \alpha_{cp} > -1$ — сравнительно медленно. Если Δh_{cp} представить гармоническим рядом с коэффициентами:

$$\left. \begin{aligned} A_v &= \frac{1}{\pi} \left(\int_0^{\tau_m} \Delta h_{cp} \sin v\varphi d\varphi + a \int_{\tau_m}^{\pi} \Delta h_{cp} \sin v\varphi d\varphi \right); \\ B_v &= \frac{1}{\pi} \left(\int_0^{\tau_m} \Delta h_{cp} \cos v\varphi d\varphi + a \int_{\tau_m}^{\pi} \Delta h_{cp} \cos v\varphi d\varphi \right), \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

то можно показать, что коэффициенты ряда:

$$A_v = f_2 \{ \sin [f_1(\alpha_p)] \}; \quad (15)$$

$$B_v = f_3 \{ \cos [f_1(\alpha_p)] \}. \quad (16)$$

Из (15) и (16) следует, что с изменением α_p график вектора Δh_v описывает в пространстве кривую, близкую к окружности. Вектор Δh_v геометрически складывается с вектором напряженности поля v -й гармоники h_{vc} при согласованном сочетании, соответствующем основной петле гистерезиса. Таким образом, перемагничивание вращающимися н. с. цилиндра из магнитно-твердого материала при условии синусоидальности индукции, пренебрежений влиянием частных циклов и постоянной площади петли эквивалентно по своему действию перемагничиванию пульсирующей несинусоидальной н. с., высшие гармоники которой вызывают произвольное сочетание гармоник напряженности поля. Среднее за период возбуждения основной гармоникой действие несинусоидальной н. с. характеризуется дополнительной составляющей в каждой гармонике Δh_v , а результирующее распределение напряженности поля — геометрической суммой гармоник постоянно-согласованного сочетания и гармоник переменной дополнительной составляющей. Результирующая напряженность поля определяет потребляемую цилиндром среднюю электромагнитную мощность.

Перейдем теперь к реальному ГД. В ГД обобщенная постоянная T не может равняться нулю, а согласованная часть спектра гармоник R_{vc} соответствует несинусоидальной индукции: зависимость $B = f(H)$ по окружности ротора отличается от петли гистерезиса [Л. 1]. Распределение B и H целесообразно характеризовать «пространственной петлей распределения».

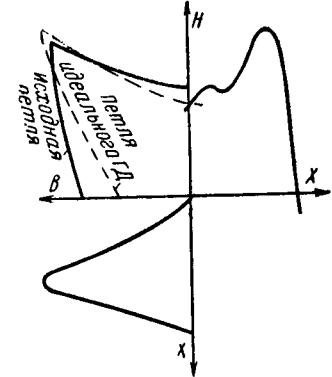


Рис. 1.

При синхронном вращении все гармоники н. с. за исключением первой перемагничивают ротор с частотой $(h \mp 1)\omega$ — условия работы двигателя близки к идеальным. Приближенно можно полагать, что гармоники нелинейности совпадают в пространстве по фазе, электромагнитная мощность передается ротору только первой гармоникой н. с., а площадь петли распределения равна произведению $b_1 h_1 \sin \psi$.

На рис. 1 показана деформация исходной петли материала в петлю распределения идеального ГД при $b_m = 1,25$ и $T = 18$ [Л. 1]. При коротком замыкании н. с. перемагничивают ротор с частотой сети, мощность передается ротору не только основной, но и высшими гармониками н. с., петля распределения приближается к исходной петле материала, а ее площадь может быть определена суммой

$$\Sigma v b_v h_v \sin \psi_v. \quad (17)$$

В области $0 \leqslant \alpha_p \leqslant 1$ петля последовательно меняет свою форму. Зависимость петли распределения от скорости ротора является специфической особенностью ГД и приближенно выражается соответствующим изменением согласованного спектра гармоник R_{vc} . Ввиду сложности аналитического решения задачи о поле ГД исследование распределения B и H проводилось экспериментально на реальных машинах.

Составляющие гармоник h могут быть определены по показаниям двух потенциалметров, укрепленных неподвижно вблизи от образующей цилиндра ротора, один из которых располагается по оси фазы статора, а другой — под углом $\frac{\pi}{pm_p}$, т. е. по оси межфазного расстояния и одного потенциалметра, вращающегося вместе с ротором.

Разлагая сигналы с потенциалметров на гармоники и определяя начальный угол сдвига фаз $\hat{h}_v h_v = \chi_v$ для двух углов $t' = 0$ и $t' = \frac{\pi}{4}$, получим значения h_{vp} и h_{vr} — напряженности по оси фазы и оси межфазного расстояния. По этим данным можно построить совмещенную для двух моментов времени векторную диаграмму h_v . Пульсация вектора $h_v(t)$ от h_{vp} до h_{vr} представляется суммой двух векторов h_{vp} — неподвижного относительно ϑ_1 и h_{vp} — пульсирующего с частотой $(h \neq 1)\omega$. Вектор h_{vp} находится и непосредствен-

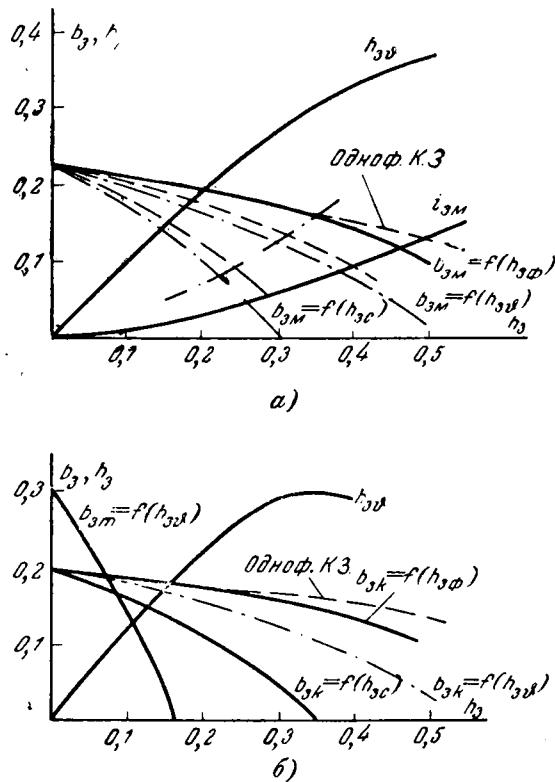


Рис. 2.

ным измерением сигнала вращающегося потенциалметра, так как пространственная гармоника н. с. ротора σ_3 пропорциональна h_{up} .

Составляющая h_{up} состоит из двух слагаемых — h_{up} — составляющей напряженности поля при согласованном сочетании и Δh_{up} — дополнительной составляющей.

Первую можно найти опытным путем по данному двигателю с синусной обмоткой (и прочим равным условиям), обеспечивающим максимальное приближение к идеальной машине. Дополнительная составляющая v -й гармоники h определяется как разность

$$\Delta h_{\text{up}} = h_{\text{up}} - h_{\text{up}}. \quad (18)$$

На рис. 2, а изображены характеристики синхронного режима двухфазного двигателя при изменении θ_3 , на рис. 2, б — короткого замыкания и тормозного режима. Точками с кружком обозначены характеристики $b_{3c} = f(h_{3c})$, полученные на двигателе с синусной обмоткой.

Разница между амплитудой гармоник в разных режимах весьма заметна. Например, для тормозного режима $h_{3\phi}$ меньше, чем h_{3c} . Экспериментальное исследование ряда двигателей позволяет сделать вывод, что амплитуда h_{up} и начальный угол сдвига фаз между гармониками χ_{up} меняются в относительно небольших пределах, амплитуда Δh_{up} мало изменяется по значению, но зато в широких пределах по фазе. Векторы h_{up} и Δh_{up} соизмеримы по амплитуде, поэтому резуль-

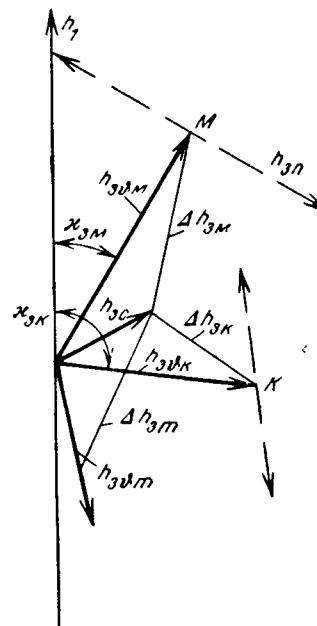


Рис. 3.

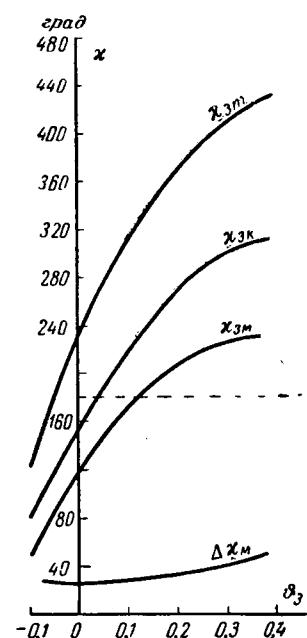


Рис. 4.

тирующий вектор h_{up} также заметно меняет значение и направление по отношению к h_1 .

На рис. 3 представлена векторная диаграмма для третьей гармоники h , построенная по опытным данным описанным выше способом, для режимов максимального момента (M) короткого замыкания (K) и тормозного (T) при упрощающем предположении постоянства согласованного спектра гармоник h_{up} .

При синхронном вращении угол между h_{up} и R_{up} равен примерно 90° ; R_{up} и Δh_{up} велики. При тормозном режиме этот угол мал, и вектор h_{up} коллинеарен с вектором h_{up} . Диаграмма для гармоник порядка $4q + 1$ (q — целое положительное) имеет аналогичный характер. Зависимость гармоник h порядка $4q - 1$ противоположна зависимости первого ряда, однако воздействие всех гармоник на изменение электромагнитной мощности согласно: увеличение (уменьшение) результирующего начального угла сдвига фаз между гармониками h_{up} порядка $4q \pm 1$ и h_1 , вызывает увеличение электромагнитной мощности ротора. Так же, как и при перемагничивании цилиндра, амплитуда и фаза Δh_{up} в ГД определяется коэффициентом приведения скоростей k_{up} . Здесь малым скольжениям соответствует резкое изменение фазы Δh_{up} и χ_{up} , а в области $\alpha_{\text{up}} < \frac{1}{v}$ изменение этих величин незначительно.

На рис. 4 приведены значения начального угла сдвига фаз χ_{up} в функции третьей гармоники н. с. θ_3 для различных режимов (M , K и T) и угол пульсации вектора h_{up} — $\Delta\chi_{\text{up}}$, найденные опытным путем.

Асинхронная характеристика $p_a = f(\alpha_p)$ и кривые $h_{3\phi} = f(\alpha_p)$ и $\chi_{\text{up}} = f(\alpha_p)$ (рис. 5) наглядно демонстрируют тесную связь между p_a и формой напряжен-

ности поля в роторе. Максимальное изменение p_3 при прочих равных условиях наблюдается в тех случаях, когда гармоники нелинейности взаимодействуют с пространственными гармониками того же порядка.

При $n \neq v$ взаимодействие гармоник слабее, и изменение p_3 будет меньше. В связи с распространенным мнением о существенном влиянии на характеристики машины частных циклов, по которым перемагничиваются элементы ротора под действием пространственных гармоник н. с., необходимо хотя бы кратко обосновать принятые в начале статьи упрощение. При этом не будем касаться зависимости потерь в роторе от частных циклов (исследование потерь представляет большую самостоятельную область теории ГД), а остановимся только на взаимосвязи последних с электромагнитной мощностью.

В основу гипотезы о действии частных циклов от гармоник н. с., предложенной в [Л. 3], положена петля распределения, которая принципиально отличается от петли распределения идеального двигателя (рис. 1) и является геометрическим местом средних точек частных циклов возврата на основной петле материала.

Гипотеза [Л. 3] построена на формальной аналогии между перемагничиванием материала параллельными пульсирующими полями разных частот и перемагничиванием точки ротора ГД. Она исходит из неизменной основной петли материала и электромагнитной мощности при всех режимах работы машины и раздельного действия гармоник н. с. Основная — создает распределение поля, соответствующее исходной петле материала при синусоидальной индукции, а гармоника n -го порядка вызывает частные циклы внутри этой петли. При возбуждении магнитно-твёрдого материала пульсирующими параллельными полями при неизменной амплитуде н. с. Φ_1 по низкой частоте и переменной Φ_n по высокой частоте суммарная мощность p_3 действительно остается постоянной. Происходит лишь перераспределение потребляемой мощности между источниками питания. Согласно [Л. 4] существует перемагничивание точки по основному циклу как за счет основной, так и за счет высокой частоты. Именно это свойство материала позволяет использовать основную петлю без частных циклов для определения пространственных кривых $b_x(t)$ и $h_x(t)$.

Переход от процесса перемагничивания точки во времени к пространственному распределению поля в ГД совершается [Л. 3] простым суммированием предполагаемых мгновенных магнитных состояний точек ротора, «находящихся на циклах возврата», без учета связи пространственных и временных гармоник обязательного при анализе нелинейных систем, без проверки соответствия полученного распределения b_x и h_x закону полного тока.

Гармоники н. с. выполняют в ГД две функции: создают частные циклы возврата при перемагничивании элемента ротора и искажают спектр гармоник нелинейности b , и h , в пространстве за счет нелинейности ротора.

Вторая функция значительно важнее первой, поскольку частные циклы лишь немногого меняют ам-

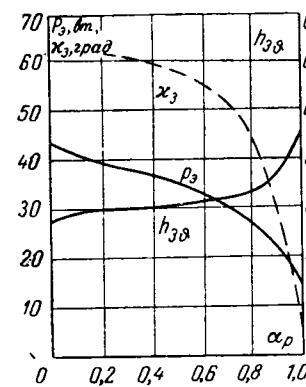


Рис. 5.

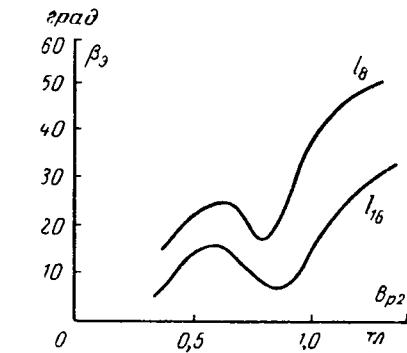


Рис. 6.

плитуду гармоник нелинейности, поэтому метод наложения действия гармоник н. с. в данном случае неприменим.

Следует также отметить, что предположение о синусоидальности индукции в роторе и идентичности петли распределения исходной петле материала справедливо в какой-то мере при малой обобщенной постоянной ($T < 10$). Однако при этом составляющие поля в зазоре велики, $\Phi_n \neq h_n$, и неизвестно, как определить амплитуду частотного цикла.

При $T > 10$ значение $\Phi_n = h_n$, но индукция в роторе несинусоидальна, а форма петли распределения существенно отличается от формы исходной петли материала.

Таким образом, в основе гипотезы [Л. 3] лежат упрощения, недопустимые для нелинейной системы. Она не в состоянии объяснить особенности характеристик ГД и, в частности, важнейший вопрос теории — причины изменения электромагнитной мощности в зависимости от скорости ротора или амплитуды Φ_n , которое весьма существенно в двигателях с $T > 10 \div 12$.

Предпринимаются различные попытки объяснения причин изменения мощности с позиций теории [Л. 3].

Так например, существует представление, что при увеличении скорости ротора уменьшается амплитуда пульсации индукции от пространственных гармоник, вследствие чего петли распределения приближаются к максимальной петле с соответствующим увеличением момента. Это представление ошибочно. Изменение скорости вращения меняет не амплитуду пульсации, которая не зависит от скорости при синусоидальной индукции, а только частоту этой пульсации. Следовательно, в крайнем случае можно предполагать увеличение потерь, но не увеличение электромагнитной мощности.

Уменьшение электромагнитной мощности связывают с насыщением коронок зубцов статора. Но согласно [Л. 3] насыщение коронок увеличивает глубину «вырезов» в основной петле, т. е. потери от перемагничивания на частных циклах. Вопрос об изменении p_3 остается нерешенным.

Насыщение зубцов (или эквивалентное раскрытие паза) действительно меняет p_3 . Однако влияние ширины щели заметно лишь в том случае, когда обобщенная постоянная $T > 10 \div 12$. Справедливость этого положения легко проверить экспериментом. Достаточно сравнить изменение p_3 от $\alpha_p = 0$ до $\alpha_p =$

=1. У двух двигателей с одинаковой геометрией с числом полюсов $2p=4$ и 2 при одинаковой индукции в роторе. Во всем диапазоне индукции B_p до насыщения изменение p_φ будет больше у двигателя с $2p=2$, хотя индукция в зубцах при этом у него вдвое меньше, чем у двигателя с $2p=4$. Следовательно, главная причина изменения p_φ заключается не в насыщении зубцов, а принятая в [Л. 3] схема действия гармоник н. с. принципиально неспособна ее установить.

Проведенный в [Л. 1] и в этой статье анализ показывает: основная причина изменения электромагнитной мощности в роторе при воздействии на него вращающихся полей заключается в изменении спектра гармоник напряженности поля вследствие нелинейности и несимметрии его магнитного сопротивления. Этот вывод подтверждается экспериментом.

На рис. 6 дана зависимость угла наклона β° от индукции в роторе B_{p2} , которая показывает влияние нелинейности на изменение электромагнитной мощности: когда форма петли приближается к эллипсу (для викаллоя $B_p=0,3 \div 0,4$ тл и $0,8 \div 1,0$ тл), угол $\beta^\circ \rightarrow 0$, а $p_\varphi = \text{const}$. Таким образом, пренебрежение действием частных циклов в ГД не ограничивает справедливость полученных выводов о связи p_φ и a_p .

Выводы. 1. Главной причиной изменения электромагнитной мощности и отклонения механических характеристик от идеальных является нелинейность магнитного сопротивления ротора.

2. Пространственная гармоника н. с. любого порядка и произвольной частоты скольжения относительно ротора изменяет весь спектр гармоник нелинейности, а следовательно, и потребляемую электромагнитную мощность.

3. Частные циклы от пространственных гармоник не оказывают влияния на электромагнитную мощность.

Приложение. Принятые обозначения:

- Ω_1, Ω_n — угловая скорость вращающихся н. с.;
- $\dot{\theta}_1$ — н. с. основной частоты, отн. ед.;
- $\dot{\theta}_n$ — пространственная гармоника н. с. n -го порядка, отн. ед.;
- τ_1, τ_n — полюсное деление первой и n -й гармоник н. с., отн. ед.;
- φ — угловая координата по расточке статора;
- t — время;
- ω — угловая частота сети;



О бъявлениe

Научно-исследовательский институт постоянного тока принимает заказы от организаций, библиотек и отдельных лиц на высылку «Известий НИИ постоянного тока (передача энергии постоянным и переменным током)» № 15 и последующих номеров «Известий», распространяющихся только через НИИПТ.

Сборник высылается наложенным платежом.

Заказы направлять по адресу:

Ленинград К-21, ул. Курчатова, д. 1/39, НИИПТ,
Отдел научно-технической информации.

$\omega t = t'$ — временной угол;

$b(\varphi; t)$ — индукция в цилиндре, отн. ед.;

b_n — пространственная гармоника индукции в роторе n -го порядка;

$h(\varphi; t)$ — напряженность поля в цилиндре, отн. ед.;

Δh_v — дополнительная составляющая v -й гармоники напряженности поля, отн. ед.;

$T = \frac{\tau^2}{4\Delta\mu_0}$ — обобщенная постоянная ротора;

γ_m — угол по расточке статора, соответствующий максимальной индукции в цилиндре;

$a = 1 - \frac{2}{b_m^m}$ — коэффициент формы петли;

$k_{\Omega N}$ — коэффициент приведения частоты скольжения пространственных гармоник н. с. к основной частоте скольжения;

A_v, B_v — коэффициенты v -й гармоники ряда Фурье для кривой напряженности поля;

a_p — относительная скорость ротора;

s_n — скольжение n -й гармоники н. с. относительно цилиндра;

$h_{v,p}$ — v -я гармоника напряженности поля ротора по оси фазы, отн. ед.;

$h_{v,r}$ — то же по оси межфазного расстояния, отн. ед.;

$h_{v,p}$ — вектор, характеризующий пульсацию напряженности поля при пульсации н. с.;

$h_{v,q}$ — амплитуда v -й гармоники h , вращающейся синхронно с основной, при наличии скользящих н. с.;

h_v — амплитуда v -й гармоники h идеального ГД;

χ_v — начальный угол между v -й и первой гармониками h идеального двигателя;

χ_v — то же для реального двигателя;

$\Delta\chi_v$ — угол пульсации вектора $h_{v,p}$;

p_φ — электромагнитная мощность, отн. ед.;

s_n — пространственная гармоника напряженности поля n -го порядка.

Литература

1. Ланген А. М., Теория идеального гистерезисного двигателя, «Электричество», 1969, № 6.
2. Ланген А. М., О влиянии перемагничивания на характеристики магнитно-жесткого материала, «Электричество», 1966, № 8.
3. Теге В. Р., Theory of Hysteresis — Motor Torque, Ir AIEE, vol. 59, 1940.
4. Музыка Н. А. и Музыка Ю. А., Графо-аналитический метод определения параметров синхронного и перевозбужденного режимов гистерезисного двигателя, «Электричество», 1966, № 4.

[23.7.1969]

Электромеханические характеристики систем тиристорный преобразователь — двигатель постоянного тока последовательного возбуждения

Канд. техн. наук В. П. КЛИМОВ
Москва

Применение реверсивного двигателя постоянного тока последовательного возбуждения в качестве исполнительного двигателя привода позволяет проектировать достаточно простые по схеме, надежные, обладающие небольшой массой и габаритами выходные каскады тиристорных преобразователей при непосредственном питании от сети переменного тока [Л. 1]. При использовании двигателя с двумя обмотками последовательного возбуждения реверсивный выходной каскад представляет собой два управляемых выпрямителя, работающих на нагрузку со средней точкой (рис. 1, а). В такой схеме преобразователя исключается появление сквозных токов, возможно шунтирование якоря и обмоток возбуждения обратными диодами, что значительно повышает эффективность привода.

Если анализу работы серийного двигателя при широтно-импульсном управлении посвящены ряд работ [Л. 2 и 3], то вопросы исследования электромеханических характеристик систем реверсивный тиристорный преобразователь — двигатель последовательного возбуждения при управлении от сети переменного тока до последнего времени остаются практически не освещенными. Цель статьи — восполнить этот пробел.

Основные допущения, принятые при анализе систем. Из-за односторонней проводимости тиристоров анализ работы системы преобразователь — двигатель в общем виде с учетом всех переменных параметров системы затруднителен. Поэтому примем ряд допущений.

Тиристоры считаются идеальными переключателями. Это означает, что их сопротивление в закрытом состоянии при прямом и обратном анодном напряжении равно бесконечности. Падение напряжения на открытом тиристоре весьма мало по сравнению с напряжением, прикладываемым к двигателю, и практически его можно считать равным нулю. Время восстановления запирающих свойств тиристора много меньше периода электромагнитных процессов в схеме преобразователя, поэтому во временном отношении тиристор можно также считать идеальным ключом.

Силовой трансформатор преобразователя считается идеальным, и мощность источника питания предполагается бесконечной.

Омическое сопротивление и индуктивность цепи якоря считаются постоянными. Якорная цепь двигателя характеризуется не зависящей от режима работы электромагнитной постоянной времени

$$T_a = \frac{L_a}{R_a}.$$

Анализ электромагнитных процессов в системе значительно усложняется из-за работы двигателя в двух режимах: ненасыщенном и насыщенном. Если в режиме насыщения при анализе электромаг-

нитных процессов возможно допущение о независимости магнитного потока возбуждения от тока двигателя, то в ненасыщенном режиме этого сделать нельзя.

Электромагнитная постоянная времени обмотки возбуждения и коэффициенты противо-э. д. с. и момента c_e , c_m изменяются в функции $i_{\text{дв}}$. Электромагнитная постоянная времени цепи возбуждения для ненасыщенной части кривой намагничивания может быть определена экспериментально и характеризуется постоянной величиной $T_{\text{в.о}}$. Для области насыщения постоянная времени может быть определена как произведение экспериментальной постоянной времени $T_{\text{в.о}}$ на отношение тангенсов углов наклона касательных к кривой намагничивания в насыщенной и ненасыщенной части (рис. 2, а) [Л. 4]:

$$T_{\text{в.н}} = T_{\text{в.о}} \frac{\operatorname{tg} \gamma'}{\operatorname{tg} \gamma}. \quad (1)$$

Электромагнитная постоянная времени двигателя, т. е. суммарная постоянная времени цепи обмотки возбуждения и якоря, определяется из выражения

$$T_{\text{дв}} = \frac{T_a \frac{R_a}{R_b} + T_b}{1 + \frac{R_a}{R_b}}. \quad (2)$$

Значения коэффициентов противо-э. д. с. и механического момента находятся по экспериментальной характеристике $E_a = f(I_{\text{в.ср}})$, снятой при постоянной скорости вращения якоря $\Omega = \text{const}$ и $I_{\text{я.ср}} = I_{\text{в.ср}}$, тогда $c_e = E_a / \Omega$.

При кусочно-линейной аппроксимации кривой намагничивания (рис. 2) относительный коэффициент противо-э. д. с. в области ненасыщенного режима

$$c_e^* = \frac{c_e \text{ max} - c'_e}{T_{\text{в.н}}}, \quad (3)$$

где c'_e — начальное значение коэффициента противо-э. д. с., обусловленное магнитным потоком остаточной индукции при $I_{\text{дв}} = 0$; c_{max} — значение коэффициента противо-э. д. с., соответствующее току возбуждения насыщения $I_{\text{в.н}}$.

Относительный коэффициент момента

$$c_m^* = c_e^*.$$

Введем обозначения относительных единиц, что позволит вести расчет в обобщенном виде [Л. 5 и 6].

Относительный ток

$$j = i \frac{R_a}{E_m}, \quad (4)$$

где E_m — амплитуда анодного напряжения.

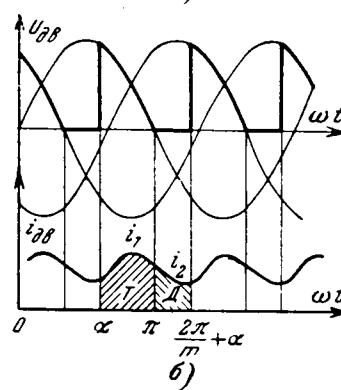
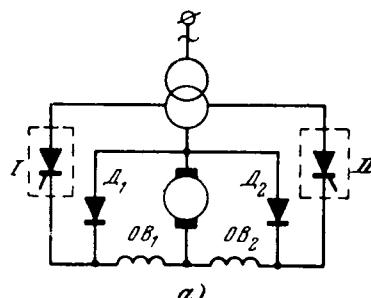


Рис. 1.

Относительная постоянная времени

$$\tau = \omega T = \operatorname{tg} \varphi,$$

где ω — круговая частота сети.

Относительный механический момент, развиваемый двигателем,

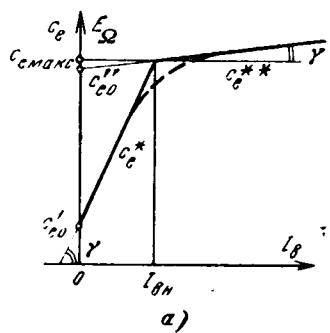
$$\bar{M} = M \left(\frac{R_{\text{вн}}}{E_m} \right)^2, \quad M = c_m i_B. \quad (6)$$

Пульсирующий ток двигателя приводит к пульсации момента и, следовательно, скорости. Однако вследствие малого периода пульсаций и большой электромеханической постоянной времени привода ($T_m \gg T_{\text{дв}}$) скорость можно считать практически неизменной в пределах периода анодного питания.

Пульсирующий характер тока в обмотке возбуждения вызывает также определенную пульсацию магнитного потока, а следовательно, пульсацию противо-э. д. с. вращения в пределах периода напряжения питания. Пульсации э. д. с. вращения, в свою очередь, оказывают влияние на характер квазистабилизированных процессов изменения тока в двигателе.

Однако, как показали экспериментальные исследования, в системах преобразователь — двигатель при частотах питания 50 гц наблюдается сглаживание магнитного потока [Л. 7 и 8].

При повышенных частотах питания тиристорного преобразователя (400 гц и выше) сглаживание магнитного потока возбуждения еще более заметно. На рис. 3 приведены осциллограммы кривых изменения тока возбуждения (кривая 1) и э. д. с. двигателя (кривая 2), наводимой в якоре при вращении его с постоянной скоростью от приводного двигателя. Частота анодного напряжения тиристорного преобразователя, питающего обмотку возбуждения,



а)

б).

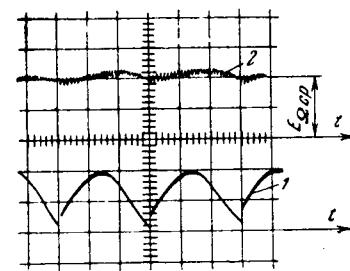


Рис. 3.

400 гц. Поскольку изменение э. д. с. при постоянной скорости вращения повторяет изменения магнитного потока возбуждения, приведенные осциллограммы наглядно показывают соотношения пульсаций тока и магнитного потока возбуждения.

Сглаживание магнитного потока при пульсирующем токе возбуждения.

При периодических изменениях напряженности магнитного поля и одновременном действии постоянной составляющей напряженности магнитная индукция описывает замкнутые петли $a-b$, почти сливающиеся с прямыми (рис. 2, б). Наклон петли гистерезиса характеризуется магнитной проницаемостью пульсации:

$$\mu_{\sim} = \frac{\Delta B}{\Delta H}.$$

Магнитная проницаемость пульсации существенно меньше значений статической $\mu_{\text{ст}}$ и дифференциальной μ_d магнитных проницаемостей при том же значении постоянной составляющей напряженности. Численное значение μ_{\sim} непостоянно и зависит от постоянного подмагничивания $H_{\text{ср}}$, причем μ_{\sim} так же, как и μ_d , уменьшается с увеличением H .

Можно считать, что перемещение «центров тяжести» петель частных циклов с изменением постоянной составляющей напряженности происходит по некоторой кривой $c-d$ (рис. 2, б). Назовем ее средней кривой намагничивания при действии переменной и постоянной составляющих напряженности. Средняя кривая намагничивания будет характеризовать постоянную составляющую магнитной индукции $B_{\text{ср}}$ при изменении постоянной составляющей напряженности $H_{\text{ср}}$.

При возрастании постоянной составляющей напряженности магнитная проницаемость пульсации резко снижается. В то же время при неизменной постоянной составляющей увеличение амплитуды переменной составляющей напряженности поля вызывает относительно небольшое повышение μ_{\sim} [Л. 8].

Реальную кривую тока с определенной степенью точности можно представить эквивалентной кривой:

$$\tilde{I} = I_0 + \tilde{I}_{\max} \sin \frac{m}{2} (\omega t - \alpha), \quad (7)$$

где m — число фаз.

Из условия равенства средних значений действительного и эквивалентного токов найдем:

$$\tilde{I}_m = \frac{\pi}{2} (I_{\text{ср}} - I_0). \quad (8)$$

Предположим, что $m=2$ и пульсация тока стопроцентна, т. е. $I_0=0$, и представим (7) в виде тригонометрического ряда:

$$\begin{aligned} \tilde{I} &= \\ &= \tilde{I}_m |\sin \omega t| \approx \frac{4\tilde{I}_m}{\pi} \left[\frac{1}{2} - \frac{\cos 2\omega t}{3} - \frac{\cos 4\omega t}{15} - \frac{\cos 6\omega t}{35} - \dots \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

Так как амплитуда 2-й гармоники ($\cos 4\omega t$) в 5 раз меньше амплитуды основной гармонической составляющей и с ростом частоты μ уменьшается, пренебрегаем влиянием высших гармонических токов на пульсацию магнитного потока. Тогда ток возбуждения

$$i_v \approx I'_0 - I'_m \cos 2\omega t. \quad (10)$$

Коэффициент пульсации тока из (9) составит:

$$k_{\text{пн}} = \frac{I'_m}{I'_0} = 67\%. \quad (11)$$

Однако в рассматриваемых системах обмотка возбуждения зашунтирована обратным диодом, ток в ней не спадает до нуля ни при каком режиме, и $k_{\text{пн}} < 67\%$.

Частные циклы перемагничивания при одновременном воздействии постоянной и переменной составляющих напряженности располагаются внутри предельной петли гистерезиса, соответствующей частоте переменной составляющей напряженности. Среднее значение магнитного потока будет определяться постоянной составляющей (средним значением) тока возбуждения и положением средней кривой намагничивания для частных циклов от основной гармоники.

Экспериментальные зависимости среднего значения э. д. с. вращения от коэффициента пульсации тока возбуждения, полученные для серийного двигателя мощностью 27 вт при различных значениях среднего тока $I_{\text{ср}}$ (рис. 4), показывают, что средняя кривая намагничивания практически не зависит от пульсации тока возбуждения, т. е. от состава гармонических. Аналогичные зависимости были получены и для двигателей мощностью 12 и 125 вт. На рис. 4 представлены также зависимости коэффициента пульсации э. д. с. вращения $k_{\text{пн}}$ от коэффициента пульсации тока возбуждения $k_{\text{пн}}$, из которых видно, что кривая магнитного потока даже при $k_{\text{пн}}=100\%$ ($m=2$, $f=400$ Гц) практически слажена: $k_{\text{пн}}=5\%$. При этом отклонение средней кривой намагничивания от кривой намагничивания по постоянному току ($k_{\text{пн}}=0$) не превышает 7%, еще более уменьшаясь при реальном токе возбуждения ($k_{\text{пн}} < 67\%$). Поэтому при анализе квазиустановившихся электромагнитных процессов в рассматриваемых системах с достаточной степенью точности можно считать, что изменение происходит по кривой намагничивания для постоянного тока, а выра-

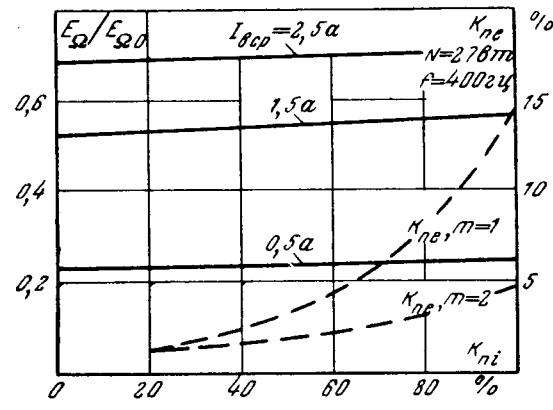


Рис. 4.

жения для э. д. с. вращения и момента, развивающегося двигателем, записывается в виде:

$$E_a = c^* e I_{\text{в.ср}} \Omega; \quad (11)$$

$$M = c^* m I_{\text{в.ср}} i_a. \quad (12)$$

Выражение для среднего значения момента в относительных единицах:

$$\begin{aligned} \bar{M}_{\text{ср}} &= \frac{m}{2\pi} \int_{-\frac{2\pi}{m}}^{\frac{2\pi}{m} + \alpha} M d\omega t = \frac{m}{2\pi} c^* m j_{\text{в.ср}} \int_{-\frac{2\pi}{m}}^{\frac{2\pi}{m} + \alpha} i_a d\omega t = \\ &= c^* m j_{\text{в.ср}} j_{a,\text{ср}}. \end{aligned} \quad (13)$$

Анализ электромеханических характеристик. Характеристики и основные расчетные соотношения для электроприводов с системами тиристорный преобразователь — двигатель постоянного тока могут быть получены из анализа квазиустановившихся электромагнитных процессов. При раздельном методе управления преобразователем вторая группа тиристоров, обеспечивающая реверс двигателя и закрытая при работе первой группы, на рассмотрение электромагнитных процессов в системе не влияет.

Отметим, что если цепи якоря и ОВ зашунтированы каждой своим обратным диодом, то в схеме возможно появление прерывистого тока якоря, в результате чего не только увеличивается количество диодов, но и возрастают потери в двигателе из-за разрывной коммутации тока. Кроме того, в такой схеме отсутствует самовозбуждение машины при $\alpha=\pi$ и $\Omega<0$, поскольку контуры якоря и ОВ оказываются разнесенными. В случае шунтирования цепи якоря — ОВ общим обратным диодом указанные недостатки исключаются, и ток якоря непрерывен при любом угле регулирования и режиме работы двигателя (рис. 1, б).

В интервале $\alpha \leq \omega t \leq \pi$, когда открыт один из тиристоров и ток потребляется от источника питания, можно записать:

$$E_m \sin \omega t = i_1 R_{\text{дн}} + \omega L_{\text{дн}} \frac{di_1}{d\omega t} + E_a. \quad (14)$$

В интервале $\pi \leq \omega t \leq \frac{2\pi}{m} + \alpha$, когда ток двигателя замыкается через обратный диод, справедливо сле-

дующее дифференциальное уравнение:

$$0 = i_2 R_{\text{дв}} + \omega L_{\text{дв}} \frac{di_2}{d\omega t} + E_{\Omega}. \quad (15)$$

В области ненасыщенного режима, когда $I_{\text{ср}} < I_{\text{в.н.}}$, выражение для э. д. с. вращения определяется на основании равенства (11) и уравнений (14) и (15) в относительных единицах записывается в виде:

$$\sin \omega t = j_1 + \tau_{\text{дв1}} \frac{dj_1}{d\omega t} + \frac{c_e^*}{R_{\text{дв}}} j_{\text{ср}} \Omega; \quad (16)$$

$$0 = j_2 + \tau_{\text{дв1}} \frac{dj_2}{d\omega t} + \frac{c_e^*}{R_{\text{дв}}} j_{\text{ср}} \Omega, \quad (17)$$

где

$$\tau_{\text{дв1}} = \frac{\tau_a \frac{R_a}{R_b} + \tau_{b0}}{1 + \frac{R_a}{R_b}}.$$

Решения (16) и (17) дают выражения мгновенных значений токов двигателя. Определив начальные значения токов на основании непрерывности тока с учетом граничных условий

$$j_{01} = j_2 \left(\frac{2\pi}{m} + \alpha \right); \quad j_{02} = j_1(\pi),$$

запишем выражение для среднего значения тока двигателя:

$$j_{\text{ср}} = \frac{m}{2\pi} \left[\int_{\alpha}^{\frac{2\pi}{m} + \alpha} j_1 d\omega t + \int_{\pi}^{\frac{2\pi}{m} + \alpha} j_2 d\omega t \right] = \\ = \frac{m}{2\pi} (1 + \cos \alpha) - \frac{c_e^*}{R_{\text{дв}}} i_{\text{ср}} \Omega, \quad (18)$$

или

$$j_{\text{ср}} = \frac{\frac{m}{2\pi} (1 + \cos \alpha)}{1 + \frac{c_e^*}{R_{\text{дв}}} \Omega}. \quad (18')$$

Граница области ненасыщенного режима может быть найдена из равенства $j_{\text{ср}} = j_{\text{в.н.}}$:

$$\bar{M}_{\text{ср.гр}} = c_m^* j_{\text{в.н.}}^2. \quad (19)$$

В области насыщенного режима, когда $I_{\text{ср}} \geq I_{\text{в.н.}}$, остаются справедливыми дифференциальные уравнения (16) и (17) при условии $j_{\text{ср}} = j_{\text{в.н.}}$ и замене $\tau_{\text{дв1}}$ на значение

$$\tau_{\text{дв2}} = \frac{\tau_a \frac{R_a}{R_b} + \tau_{b0}}{1 + \frac{R_a}{R_b}}.$$

Тогда выражения для средних значений тока и момента двигателя записываются в виде:

$$j_{\text{ср}} = \frac{m}{2\pi} (1 + \cos \alpha) - \frac{c_e^*}{R_{\text{дв}}} j_{\text{в.н.}} \Omega; \quad (20)$$

$$\bar{M}_{\text{ср}} = c_m^* j_{\text{в.н.}} j_{\text{ср}}. \quad (21)$$

Покажем графо-аналитический способ построения электромеханических и механических характеристик рассматриваемых систем с учетом нелинейности кривой намагничивания $c_e = f(I_{\text{ср}})$. На основ-

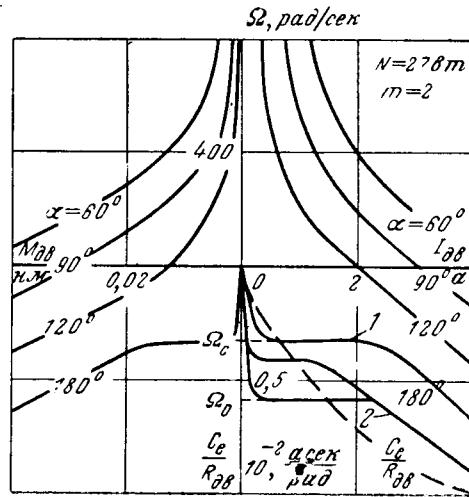


Рис. 5.

вании равенств (18) и (20) можно записать:

$$\Omega = R_{\text{дв}} \frac{j_{\text{ср0}} - j_{\text{ср}}}{c_e}, \quad (22)$$

где $j_{\text{ср0}} = \frac{m}{2\pi} (1 + \cos \alpha)$ — начальное значение среднего тока при $\Omega = 0$; $c_e = f(I_{\text{ср}})$ — экспериментально снятая для данного двигателя кривая намагничивания.

Зададимся значением $j_{\text{ср}}$; по кривой $c_e = f(j_{\text{ср}})$ находим значение c_e и по (22) определяем скорость, механический момент для которой может быть определен из равенства

$$\bar{M}_{\text{ср}} = c_m j_{\text{ср}}.$$

На рис. 5 приведены электромеханические (справа) и механические (слева) характеристики системы для различных значений углов регулирования α .

При отрицательной скорости вращения через обратные вентили начинают протекать токи. При этом магнитный поток одной обмотки возбуждения является размагничивающим для основного магнитного потока возбуждения, создаваемого другой обмоткой возбуждения. В результате жесткость механических характеристик в области отрицательных значений скорости ($\Omega < 0$) резко падает. Во избежание размагничивающего действия второй обмотки возбуждения при отрицательных значениях скоростей в качестве обратных вентилей D_1 и D_2 можно включать управляемые вентили (тиристоры). При определенном знаке входного сигнала включается один вентиль, второй при этом остается в закрытом состоянии, что исключает протекание тока от э. д. с. вращения двигателя по второй обмотке возбуждения. При изменении знака входного сигнала открывается второй обратный вентиль, а первый закрывается.

Наличие в цепи якоря — ОВ нелинейного элемента — диода (или тиристора) существенным образом влияет на вид электромеханической характеристики системы в области отрицательных скоро-

стей при $\alpha = \pi$. Представив вольт-амперную характеристику диода эквивалентным источником U_0 , действующим в направлении, противоположном току двигателя, для контура якорь — D — OB запишем:

$$c'_{e0}\Omega + c^*_{eI}I_{d\bar{v}}\Omega = R_{d\bar{v}}I_{d\bar{v}} + U_0. \quad (23)$$

Разрешив (23) относительно Ω , найдем выражение для электромеханической характеристики при $\alpha = \pi$ и $\Omega < 0$:

$$\Omega = \left(1 + \frac{I_0}{I_{d\bar{v}}}\right) \frac{R_{d\bar{v}}}{c'_{e0} + c^*_{e}}, \quad (24)$$

где $c^*_{e0} = \frac{c'_{e0}}{I_{d\bar{v}}}$ — относительный начальный коэффициент э. д. с. вращения; $I_0 = \frac{U_0}{R_{d\bar{v}}}$.

С увеличением скорости вращения двигателя э. д. с. вращения, наводимая в якоре за счет остаточного магнитного потока, достигает значения U_0 , и с появлением тока в двигателе машина самовозбуждается. Поскольку всегда выполняется условие

$$\Omega_0 = \frac{U_0}{c'_{e0}} > \Omega_c = \frac{R_{d\bar{v}}}{c^*_{e}}, \quad (25)$$

самовозбуждение (скакок тока) происходит при значении скорости Ω_0 . Дальнейшее увеличение скорости вызовет изменение тока по кривой 2 (рис. 5), описываемой уравнением:

$$\Omega = \frac{I_{d\bar{v}}R_{d\bar{v}} + U_0}{c_{emax}}.$$

При снижении скорости обратный скачок тока произойдет ниже Ω_0 , поскольку протекающий по

цепи якорь — OB ток создает э. д. с.

$$E_\Omega = c^*_{eI}I_{d\bar{v}}\Omega_0 + c'_{e0}\Omega_0 > U_0. \quad (26)$$

Таким образом, наличие диодов и других нелинейных элементов в цепи якорь — OB приводит не только к увеличению значения скорости самовозбуждения, но и к появлению гистерезиса электромеханических характеристик системы при самовозбуждении двигателя.

Литература

- Климов В. П., Тиристорный привод с исполнительным двигателем последовательного возбуждения, «Приборостроение», 1967, № 9.
- Катунский М. А. и Фесенко М. И., Регулирование скорости серийных электродвигателей с помощью транзисторов, сб. «Полупроводниковые элементы в приборостроении», 1966.
- Динкель А. Д. и др., Расчет характеристик двигателей с последовательным возбуждением при импульсном регулировании скорости вращения, «Электротехника», 1968, № 6.
- Соколов М. М., Электрооборудование общепромышленных механизмов, Госэнергоиздат, 1959.
- Булгаков А. А., Электронные устройства автоматического управления, Госэнергоиздат, 1958.
- Арутюян М. Р. и Коссов О. А., Статические характеристики тиристорного электропривода постоянного тока, «Электричество», 1965, № 2.
- Софронов П. А. и др., Тиристорный электропривод механизма передвижения дизель-электрических экскаваторов и кранов, ВПТИСтройдормаш, 1966.
- Скобелев В. Е., Двигатели пульсирующего тока, изд-во «Энергия», 1966.
- Софронов П. А. и Крайцберг М. И., Буферные системы тиристорного электропривода постоянного тока с двигателем последовательного возбуждения, «Электричество», 1968, № 2.

[3.7.1969]



УДК 621.331:621.314.6

Входные фильтры статических преобразователей электрического подвижного состава постоянного тока

Инж. И. Г. БУРЕ и канд. техн. наук В. В. ШЕВЧЕНКО

Москва

Статические тиристорные преобразователи, устанавливаемые на электроподвижном составе (ЭПС), используются для создания систем безреостатного и бесконтактного управления тяговыми двигателями электровозов и моторных вагонов, для электроснабжения пассажирских вагонов непосредственно от контактной сети и позволяют повысить постоянное напряжение в контактной сети до 6 кв на участках 3 кв.

Для обеспечения нормальной работы статического тиристорного преобразователя необходимо отделить его от изменяющейся индуктивности контактной сети. Разделение производится с помощью включения на вход преобразователя емкости C_f . В этом случае она как бы выполняет роль источника бесконечно большой мощности. Емкость, устанавливаемая на подвижном составе, может иметь ограниченное значение, поэтому пульсация тока от

работающего преобразователя будет передаваться в контактную сеть. Эти пульсирующие токи оказывают неблагоприятное влияние на линии связи; уменьшение их достигается включением последовательно с преобразователем сглаживающего дросселя L_f .

Для правильного определения параметров такого фильтра необходимо знать допустимое значение переменной составляющей тока в контактной сети. Так как гармоники тока различных частот оказывают неодинаковое воздействие на линии связи, то необходимо учитывать не только частоту пульсаций тока, но и их форму, т. е. состав высших гармонических [Л. 1].

Сравнение между собой действий отдельных гармонических производят не только по их величине, но и по их акустическому воздействию, которое

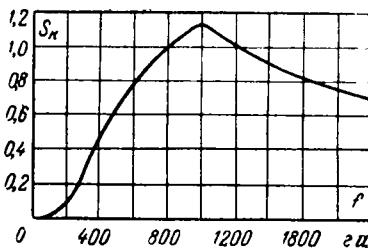


Рис. 1.

плитуде гармонической с частотой 800 гц, производящих одинаковое акустическое воздействие на человеческий слух через телефонную трубку определенной конструкции и параметров (рис. 1).

Наиболее полно исследовано мешающее влияние на линии связи от тяговой сети постоянного тока напряжением 3 кв, питаемой от выпрямителя с шестифазной пульсацией выпрямленного напряжения. Для этого случая уровень помех определяется значением эквивалентной мешающей э. д. с. ($e_{\text{п}}$) с частотой 800 гц, которая, действуя в тяговой сети, создает в линиях связи такие же помехи, как и действительная э. д. с. со всеми ее гармоническими составляющими:

$$e_{\text{п}} = \sqrt{\sum_{k=1}^{\infty} (e_k S_k)^2}, \quad (1)$$

где e_k — эффективное значение э. д. с. k -й гармонической составляющей.

Согласно правилам защиты устройств связи от мешающего действия контактной сети электрических дорог постоянного тока эквивалентная мешающая э. д. с. не должна превышать 5 в.

При работе ЭПС с тиристорными преобразователями напряжения [Л. 2—3] гармонические составляющие тока в тяговой сети определяются режимом работы преобразователей, параметрами их фильтров и фильтра тяговой подстанции и параметрами тяговой сети, которые пропорциональны длине участка железной дороги l .

На основании (1) можно определить эквивалентную переменную составляющую тока $I_{\text{в}}$, приведенную к частоте 800 гц:

$$I_{\text{в}} = \sqrt{\sum_{k=1}^{\infty} (I_k S_k)^2}, \quad (2)$$

где I_k — эффективное значение k -й гармонической составляющей тока в тяговой сети.

Если принять, что в этом случае эквивалентная мешающая э. д. с. равна 5 в, получим допустимое значение эквивалентного мешающего тока:

$$I_{\text{в.д.}} = \frac{e_{\text{п}}}{z_{800} l}, \quad (3)$$

где z_{800} — сопротивление 1 км тяговой сети при частоте 800 гц.

Расчеты показывают, что значение $I_{\text{в.д.}}$ не должно превышать 90—100 ма.

Для определения гармонических составляющих тока в тяговой сети необходимо знать гармонические составляющие этого тока на входе статического преобразователя ЭПС.

учитывается специальным коэффициентом S_k . Этот коэффициент называется коэффициентом акустического воздействия и определяется как отношение амплитуды гармонической любой частоты к амплитуде гармонической с частотой 800 гц, производящих одинаковое акустическое воздействие на человеческий слух через телефонную трубку определенной конструкции и параметров (рис. 1).

Кривая тока на входе преобразователя $i=f(t)$ складывается из кривых тока $i_{\phi}=\phi(t)$, потребляемых отдельными фазами преобразователя, работающими со сдвигом на $\frac{360}{N}$ эл. град. Кривая тока $i_{\phi}=\phi(t)$ представляет импульс тока произвольной формы длительностью t_{ϕ} и средним значением I_d . Остальную часть периода T_{ϕ} ток фазы равен нулю. Отношение $\frac{t_{\phi}}{T_{\phi}}=\xi$ называют коэффициентом заполнения. При сложении таких фазовых кривых тока период кривой тока на входе преобразователя

$$T = \frac{1}{N} T_{\phi} \text{ или } T = m t_{\phi}, \text{ где } m = \frac{1}{\xi N}. \quad (4)$$

При определении гармонических составляющих тока преобразователя возможны два случая: перекрытие между токами фаз отсутствует, чему соответствуют пределы $1 < m < \infty$; и перекрытие есть, чему соответствуют пределы $0 < m < 1$.

Принимая во внимание оба случая (см. рис. 2), кривая тока преобразователя описывается следующими выражениями:

$$i(t) = I_d \text{ при } 0 < t < \xi T_{\phi};$$

$$i(t) = 0 \text{ при } \xi T_{\phi} < t < T, \text{ где } 1 < m < \infty \quad (5)$$

и

$$i(t) = x I_d \text{ при } 0 < t < \xi T_{\phi}(1-m);$$

$$i(t) = (x-1) I_d \text{ при } \xi T_{\phi}(1-m) < t < T,$$

$$\text{где } 0 < m < 1. \quad (6)$$

Здесь x — число фаз, одновременно потребляющих ток.

Гармонические составляющие тока преобразователя определяются разложением в тригонометрический ряд Эйлера — Фурье кривых (5) и (6). Это разложение одинаково для обоих случаев, так как выражения тока содержат одну и ту же переменную. Для функции $i=f(t)$ с периодом повторения T круговая частота основной гармоники равна $\omega = \frac{2\pi}{T}$, а коэффициенты Эйлера — Фурье имеют вид:

$$A_k = \frac{2}{T} \int_0^T i(t) \cos \frac{2k\pi}{T} t dt \text{ и } B_k = \frac{2}{T} \int_0^T i(t) \sin \frac{2k\pi}{T} t dt.$$

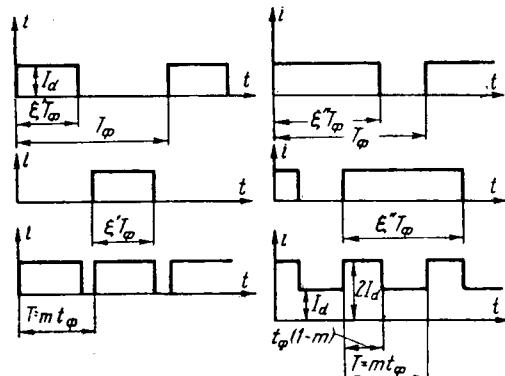


Рис. 2.

Амплитуда k -й гармонической составляющей тока преобразователя

$$i_k = \sqrt{A_k^2 + B_k^2}.$$

Введем обозначения:

$$a_k = \frac{A_k}{I_d} \text{ и } b_k = \frac{B_k}{I_d}.$$

Тогда для кривых (5) и (6) коэффициенты Эйлера—Фурье примут вид:

$$\left. \begin{array}{l} a_k = \frac{2}{T} \int_0^{\xi T_\Phi} \cos \frac{2k\pi}{T} t dt; \\ b_k = \frac{2}{T} \int_0^{\xi T_\Phi} \sin \frac{2k\pi}{T} t dt; \end{array} \right\} \text{для } 1 < m < \infty$$

$$\left. \begin{array}{l} a_k = \frac{2}{T} \left[\int_0^{\xi T_\Phi (1-m)} x \cos \frac{2k\pi}{T} t dt + \right. \\ \left. + \int_{\xi T_\Phi (1-m)}^T \cos \frac{2k\pi}{T} t dt \right]; \\ b_k = \frac{2}{T} \left[\int_0^{\xi T_\Phi (1-m)} x \sin \frac{2k\pi}{T} t dt + \right. \\ \left. + \int_{\xi T_\Phi (1-m)}^T \sin \frac{2k\pi}{T} t dt \right] \end{array} \right\} \text{для } 0 < m < 1$$

$$|i_k/I_d| = \sqrt{a_k^2 + b_k^2}.$$

После соответствующих вычислений находятся значения

$$a_k = \frac{1}{k\pi} \sin \frac{2k\pi}{m} \text{ и } b_k = \frac{1}{k\pi} \left(1 - \cos \frac{2k\pi}{m} \right).$$

Эти коэффициенты соответствуют разложению в тригонометрический ряд кривой тока преобразователя при $I_d = \text{const}$, т. е. при прямоугольной форме тока фазы. Реальные же кривые тока фаз зависят от типа преобразователя и режима его работы. На рис. 3 представлено несколько таких кривых; для широтно-импульсного преобразователя (рис. 3, а), для частотно-импульсного (рис. 3, б), для инвертора, работающего в режиме прерывистого тока (рис. 3, в).

Разложение таких сложных кривых в тригонометрический ряд затруднительно. Для упрощения их можно заменить соответственно: прямоугольной трапецией, треугольником или синусоидой. При этом сохраняются неизменными основания кривых, равные ξT_Φ , и площадь, ограниченная кривыми.

Переменная составляющая тока преобразователя при трапециoidalной форме тока фазы описывается следующими выражениями:

$$\left. \begin{array}{l} i(t) = \frac{d-c}{\xi T_\Phi} t + c \text{ при } 0 < t < \xi T_\Phi; \\ i(t) = 0 \text{ при } \xi T_\Phi < t < T, \end{array} \right\} \text{для } 0 < m < \infty$$

где d, c — основания трапеций.

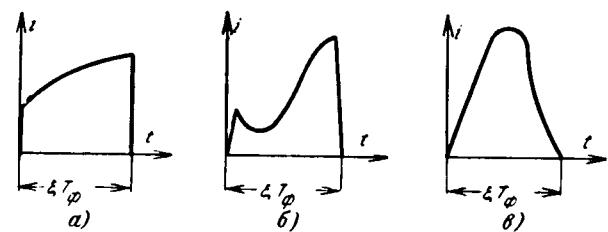


Рис. 3.

Коэффициенты Эйлера—Фурье для этой кривой равны:

$$\left. \begin{array}{l} A_k = \frac{d}{k\pi} \sin \frac{2k\pi}{m} - \frac{(d-c)m}{2k^2\pi^2} \left(1 - \cos \frac{2k\pi}{m} \right); \\ B_k = \frac{c}{k\pi} - \frac{d}{k\pi} \cos \frac{2k\pi}{m} + \frac{d-c}{2k^2\pi^2} \sin \frac{2k\pi}{m}. \end{array} \right.$$

Кривая тока треугольной формы является частным случаем кривой трапециoidalной формы ($c = 0$).

Переменная составляющая тока преобразователя при синусоидальной форме тока фазы описывается следующими уравнениями:

$$\left. \begin{array}{l} i(t) = I_m \sin \omega_1 t \text{ при } 0 < t < \xi T_\Phi; \\ i(t) = 0 \text{ при } \xi T_\Phi < t < T, \end{array} \right\} \text{для } 0 < m < \infty,$$

где I_m — амплитудное значение тока; $\omega_1 = \frac{\pi}{\xi T_\Phi}$.

Коэффициенты Эйлера—Фурье в этом случае равны:

$$A_k = I_m \frac{2m}{\pi} \frac{1 + \cos \frac{2k\pi}{m}}{m^2 - 4k^2};$$

$$B_k = I_m \frac{2m}{\pi} \frac{\sin \frac{2k\pi}{m}}{m^2 - 4k^2}.$$

Сравнение кривых всех трех форм тока фаз ведется по отношению к их среднему значению. При одной и той же мощности, потребляемой тиристорным преобразователем с разными формами токов фаз, и одинаковой продолжительности импульса это среднее значение для всех кривых равно I_d .

Тогда коэффициенты Эйлера—Фурье будут равны: для трапециoidalной формы тока при $d = \frac{4}{3} I_d$ и

$$c = \frac{d}{2}$$

$$\left. \begin{array}{l} a_k = \frac{4}{3k\pi} \sin \frac{2k\pi}{m} - \frac{m}{3k^2\pi^2} \left(1 - \cos \frac{2k\pi}{m} \right); \\ b_k = \frac{2}{3k\pi} - \frac{4}{3k\pi} \cos \frac{2k\pi}{m} + \frac{m}{3k^2\pi^2} \sin \frac{2k\pi}{m}; \end{array} \right\} \quad (8)$$

для треугольной формы тока при $d = \frac{4}{3} I_d$

$$\left. \begin{array}{l} a_k = \frac{2}{k\pi} \sin \frac{2k\pi}{m} - \frac{m}{k^2\pi^2} \left(1 - \cos \frac{2k\pi}{m} \right); \\ b_k = \frac{m}{k^2\pi^2} \sin \frac{2k\pi}{m} - \frac{2}{k\pi} \cos \frac{2k\pi}{m}; \end{array} \right\} \quad (9)$$

для синусоидальной формы тока при $I_m = \frac{5}{3} I_d$

$$\left. \begin{aligned} a_k &= \frac{5}{3\pi} \frac{2m}{m^2 - 4k^2} \left(1 + \cos \frac{2k\pi}{m} \right); \\ b_k &= \frac{5}{3\pi} \frac{2m}{m^2 - 4k^2} \sin \frac{2k\pi}{m}. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

На рис. 4 даны значения амплитуд 1, 2 и 3 гармонических составляющих тока преобразователя по отношению к току I_d в зависимости от $\frac{1}{m}$ при потреблении фазами соответственно синусоидального (1), прямоугольного (2), трапецидального (3) и треугольного (4) токов. Кривые имеют практически одинаковые максимальные значения, поэтому можно вести расчеты по наихудшему случаю — треугольной или синусоидальной кривой тока. При этом следует ожидать, что реальные кривые тока фаз дадут значения $\frac{i_k}{I_d}$, которые будут лежать ниже этих наихудших случаев.

Расчеты для гармонических составляющих выше 3-го порядка нецелесообразно проводить из-за их малой величины и значительного уменьшения коэффициента акустического воздействия при высоких частотах.

При применении Г-образного фильтра для определения эквивалентного мешающего тока I_ϕ необходимо найти эффективные значения каждой из гармонических составляющих тока в тяговой сети i_k . Они зависят от количества работающих на данном участке дороги единиц ЭПС со статическими преобразователями и определяются амплитудами гармонических составляющих токов преобразователей, параметрами фильтров единиц ЭПС, параметрами тяговой подстанции и параметрами тяговой сети. Воспользовавшись методами теории вероятностей, можно определить: при каких условиях работы еди-

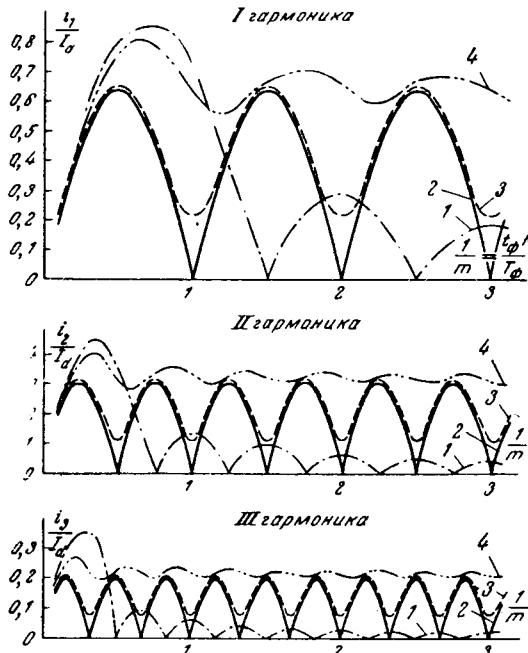


Рис. 4.

ниц ЭПС значения I_k будут максимальны. Однако этот сложный вопрос может быть рассмотрен только после учета влияния на токи I_k одной единицы ЭПС со статическим преобразователем. Этот случай рассматривается ниже.

Если пренебречь параметрами тяговой сети и считать, что фильтр тяговой подстанции не оказывает сопротивления переменной составляющей тока преобразователя ЭПС, получаем наибольшие значения токов:

$$I_k = \frac{i_k}{\sqrt{2(4\pi^2 f^2 k^2 L_\Phi C_\Phi - 1)}}, \quad (11)$$

где $f = f_\Phi N$ — рабочая частота преобразователя ЭПС; f_Φ — рабочая частота фазы преобразователя ЭПС; C_Φ — емкость фильтра преобразователя; L_Φ — индуктивность дросселя фильтра преобразователя.

Значение эквивалентного мешающего тока согласно (2)

$$I_\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\sum_{k=1}^{\infty} \left(\frac{i_k S_k}{4\pi^2 f_\Phi^2 N^2 k^2 L_\Phi C_\Phi - 1} \right)^2}. \quad (12)$$

Чтобы исключить опасное явление резонанса при низких частотах работы преобразователя, параметры фильтра должны соответствовать условию:

$$L_\Phi C_\Phi \gg \frac{1}{4\pi^2 f_\Phi^2 N^2}. \quad (13)$$

Значение эквивалентного мешающего тока I_ϕ практически обратно пропорционально произведению $L_\Phi C_\Phi$. Для получения $I_\phi < 90-100 \text{ ма}$ требуются слишком большие габариты фильтра. Они могут быть уменьшены, если в соответствии с выражением (12) увеличивать частоту фазы f_Φ и число фаз N .

Для иллюстрации работы фильтра на рис. 5 приведены зависимости произведения $L_\Phi C_\Phi$ от мощности преобразователя применительно к электровозу ВЛ 8^в-001. Кривая 1 соответствует условию, когда на электровозе установлен 12-фазный широтно-импульсный преобразователь, каждая фаза которого работает с частотой 100 гц и коэффициентом заполнения, изменяющимся от 0 до 0,6. При этом принято, что мощность преобразователя изменяется пропорционально коэффициенту заполнения ξ . Кривая 2 соответствует условию установки на электровозе 12-фазного частотно-импульсного преобразователя, каждая фаза которого работает с частотой от 10 до 240 гц. Мощность преобразователя при этом изменяется пропорционально рабочей частоте фазы. В обоих случаях получается высокое значение произведения $L_\Phi C_\Phi$ и требуются фильтры большого габарита.

Статические преобразователи потребляют ток из сети, пропорциональный мощности нагрузки, поэтому в случае частотно-импульсного преобразователя возможно применение в фильтре двух последова-

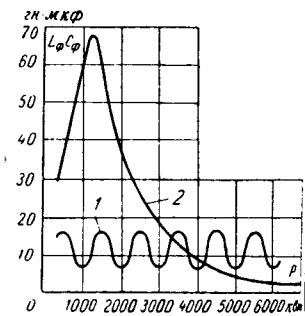


Рис. 5.

тельно соединенных дросселей. Первый рассчитан на ток $0,5I$ и индуктивность $\frac{4}{5}L_\Phi$, второй — на ток I и индуктивность $\frac{1}{5}L_\Phi$.

Габариты дросселя практически пропорциональны произведению I^2L , следовательно, оба дросселя будут иметь одинаковые габариты. При достижении электровозом мощности $0,5P$ и, следовательно, тока $0,5I$ первый дроссель закорачивается. Общая габаритная мощность дросселей уменьшается в этом случае на $\frac{3}{5}LI^2$, т. е. более чем в 2 раза. Эквивалентный мешающий ток в этом случае не превышает допустимого. Такая схема фильтра применена на электровозе ВЛ 8^в—001. Недостатком такого способа уменьшения габаритов фильтра является наличие контактора, который должен автоматически закорачивать первый дроссель при достижении преобразователем тока $0,5I$.

В случае частотно-импульсного преобразователя возможно также применение специального насыщающегося дросселя с гиперболической характеристикой. Такие дроссели применяются в слаживающих устройствах выпрямительных электровозов.

Значения L_Φ и C_Φ при данном произведении $L_\Phi C_\Phi$ желательно выбирать так, чтобы иметь наименьшую массу оборудования. Зависимость массы фильтра от индуктивности или емкости для определенного значения произведения $M = L_\Phi C_\Phi$ можно получить, если считать, что масса дросселя пропорциональна индуктивности, а масса конденсаторов — емкости:

$$G_\Phi = aL_\Phi + bC_\Phi, \quad (14)$$

где a и b — коэффициенты пропорциональности.

Эта зависимость имеет минимум при

$$(L_\Phi)_{\min} = \sqrt{\frac{bM}{a}}; \quad (15)$$

$$(C_\Phi)_{\min} = \sqrt{\frac{aM}{b}}. \quad (16)$$

Из (14) могут быть также определены параметры фильтра, исходя из стоимости оборудования.

В настоящее время в фильтрах применяются конденсаторы типа ФМТ с большой массой и габаритами. Лучшие показатели имеют импульсные и электролитические конденсаторы, но необходима специальная проверка возможности их работы в условиях подвижного состава.

В таблице приведены различные показатели нескольких типов конденсаторов применительно к напряжению сети 6 кв.

При выборе емкости фильтра C_Φ необходимо также учитывать потери в ней, которые определяются по формуле:

$$\Delta P = \frac{1}{\pi f_\Phi N C_\Phi} \operatorname{tg} \delta \sum_{k=1}^{\infty} \frac{i_k^2}{k}, \quad (17)$$

где i_k — амплитуда тока k -й гармоники тока преобразователя; f_Φ — рабочая частота фазы; N — число фаз преобразователя; $\operatorname{tg} \delta$ — угол диэлектрических потерь в конденсаторе.

Потери не должны превышать допустимого значения:

$$\Delta P_{\text{доп}} = \Delta p_{\text{доп}} C_\Phi, \quad (18)$$

где $\Delta p_{\text{доп}}$ — удельные допустимые потери для данного типа конденсаторов, квт/ф.

Согласно (17) и (18)

$$C_\Phi > \sqrt{\frac{\operatorname{tg} \delta}{2f_\Phi N \Delta P_{\text{доп}}} \sum_{k=1}^{\infty} \frac{i_k^2}{k}}. \quad (19)$$

При выключении преобразователя, например при срабатывании быстродействующей защиты, энергия, накопленная в индуктивности фильтра, заряжает емкость, вызывая на ней перенапряжения:

$$\Delta U \approx \frac{I^2 L_\Phi}{2UC_\Phi}, \quad (20)$$

где U — напряжение контактной сети.

Из (20) следует, что целесообразно иметь большее значение C_Φ и меньшее значение L_Φ . Большее значение емкости способствует также уменьшению перенапряжений, передаваемых из контактной сети на емкость фильтра и, следовательно, на тиристоры преобразователя. Так, при емкости 500 мкФ коммутационные и атмосферные перенапряжения в тяговой сети 3 кв не вызывают повышения напряжения на входе преобразователя выше 400 в.

Чрезмерно большая емкость фильтра вызывает в момент подключения преобразователя ЭПС к контактной сети толчки тока, амплитудное значение которых I_{\max} может превышать номинальное значение тока ЭПС, что ведет к ложным срабатываниям защиты:

$$I_{\max} = U \sqrt{\frac{C_\Phi}{L_\Phi}}. \quad (21)$$

Здесь требуется уменьшение значения C_Φ . Амплитуда этого тока может быть значительно уменьшена, если фильтр к контактной сети подключать через специальное зарядное сопротивление, которое после заряда емкости C_Φ закорачивается контактором. Однако эта схема не предохраняет преобразователь от толчков тока при отрывах токоприемника или кратковременной потере напряжения в контактной сети.

Амплитуда тока в момент включения может быть также уменьшена, если шунтировать дроссель фильтра активным сопротивлением. Этот способ дает хороший результат при насыщающемся дросселе фильтра; толчок тока уменьшается практически вдвое. Для того чтобы активное сопротивление не шунтирувало дроссель для переменной состав-

Тип конденсатора	Масса, м/ф	Стоимость, руб/ф	Допустимые потери, квт/ф	$\operatorname{tg} \delta$
ФМТ-4,5×2	$22,7 \cdot 10^3$	$16 \cdot 10^3$	$10,7 \cdot 10^3$	0,005
ИМ-3-100	$4,16 \cdot 10^3$	$7,2 \cdot 10^3$	$0,8 \cdot 10^3$	0,005
ИМ-5-150	$3,72 \cdot 10^3$	$2,9 \cdot 10^3$	$0,35 \cdot 10^3$	0,0045
КЭ-2М-40/400	$5,1 \cdot 10^3$	$24,5 \cdot 10^3$	$7,0 \cdot 10^3$	0,05—0,10

ляющей, оно подключается через тиристор, который автоматически включается, если на дросселе возникает напряжение выше напряжения рабочей пульсации. Это же сопротивление используется и для снятия перенапряжений при выключении преобразователя. Для пропуска обратного тока ставится второй тиристор, который автоматически открывается при повышении напряжения на фильтровой емкости выше напряжения тяговой сети с учетом нормальной рабочей пульсации.

Выводы. 1. Приведенный метод расчета эквивалентного мешающего тока позволяет определить значение переменной составляющей тока, потребляемого электрическим подвижным составом постоянного тока с тиристорным преобразователем.

2. Исследования показали, что для тиристорного преобразователя электрического подвижного состава постоянного тока можно создать такой фильтр, при котором пульсации тока в тяговой сети не превышают допустимых по мешающему влиянию на линии связи.

3. Уменьшение индуктивности и емкости фильтра можно получить при увеличении числа фаз преобразователя и их минимальной частоты.

4. Заводские и эксплуатационные испытания электровоза ВЛ 8^в—001 с частотно-импульсным преобразователем, фильтр которого был рассчитан по предлагаемой методике, подтвердили ее правильность [Л. 4].

Литература

1. Трейвас М. Д., Высшие гармонические выпрямленного напряжения и их снижение на тяговых подстанциях постоянного тока, изд-во «Транспорт», 1964.

2. Розенфельд В. Е. и др., Система преобразования постоянного тока на электровозах, «Электричество», 1968, № 6.

3. Берзинек Л. В. и др., Опытный моторный вагон контактно-аккумуляторного поезда, Система безреостатного пуска и рекуперативного торможения, «Электрическая и тепловозная тяга», 1969, № 1.

4. Деспоташвили С. Н. и др., Результаты испытаний электровозов ВЛ-8^в, «Электрическая и тепловозная тяга», 1969, № 4.

[2.10.1969]



УДК 621.314.572.018.782.3.001.24

Операторный метод расчета переходных процессов в однофазных автономных инверторах

Канд. техн. наук П. Ф. МЕРАБИШВИЛИ

Энергетический институт им. Г. М. Кржижановского

В ряде областей промышленности находят широкое применение тиристорные преобразователи — автономные инверторы. При изучении динамических свойств общей преобразовательной системы важное значение имеет изучение переходных процессов, возникающих в ней.

Автономный инвертор представляет собой нелинейную цепь, поэтому расчет процессов в такой цепи связан с определенными трудностями. Для анализа таких систем важное значение приобретают методы расчета на аналоговых и цифровых вычислительных машинах. Однако использование вычислительной техники для расчета динамических процессов в инверторах не может снять актуальности применения приближенных методов аналитического исследования.

Вопросам исследования и расчета переходных процессов в автономных инверторах посвящено значительное число работ [Л. 1—4], которое приближенно можно разделить на две группы. К первой группе относятся такие работы, в которых используются приближенные методы расчета, основанные на определенных допущениях (метод гармонических составляющих, метод энергетического баланса, квазистационарные методы и т. д.). Во многих случаях применяемые допущения значительно снижают точность расчетов, что ограничивает область применения этих методов. Ко второй группе можно отнести работы, в которых применяются точные методы

(методы, использующие дискретные преобразования, метод припасовывания и т. д.). Эти методы, хотя и являются точными, из-за трудности решения различных уравнений и сложности вычисления не находят широкого использования.

Предлагаемый ниже приближенный метод анализа с применением преобразования Лапласа основан на замене функции переключения (прямоугольной периодической функции) ее первой гармонической составляющей.

Применение операторного метода позволяет использовать известные методы исследования и синтеза теории автоматического регулирования и значительно облегчит изучение динамических свойств разомкнутых и замкнутых преобразовательных систем.

В [Л. 2] тоже используется операторный метод анализа, в котором напряжение на входе инвертора заменяется падением напряжения от тока дросселя на эквивалентном активном сопротивлении. Такое допущение дает достаточно хорошие результаты, когда переходный процесс со стороны переменного тока затухает быстрее, чем со стороны постоянного тока. При соизмеримых временах переходных процессов на обеих сторонах инвертора такое допущение уже неправомерно.

Рассмотрим простейшую схему однофазного инвертора тока (рис. 1,а). Применив преобразование Лапласа для этой схемы (рис. 1,б), запишем урав-

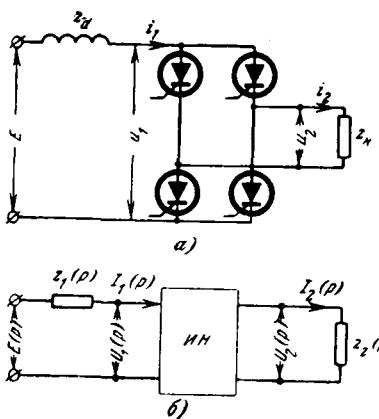


Рис. 1. Схема однофазного инвертора тока.

а — принципиальная схема; б — блок-схема. E — напряжение источника питания; Z_d — полное сопротивление сглаживающего дросселя; Z_h — полное сопротивление нагрузки; i_1 ; u_1 ; i_2 ; u_2 — токи и напряжения соответственно со стороны постоянного и переменного тока.

нения для напряжения на входе и выходе этого инвертора:

$$E(p) = I_1(p) Z_1(p) + U_1(p); \quad (1)$$

$$U_2(p) = I_2(p) Z_2(p), \quad (2)$$

где $Z_1(p) = Z_d(p)$ — операторное сопротивление дросселя;
 $Z_2(p) = Z_h(p)$ — операторное сопротивление нагрузки.

При известном допущении, что переключение тиристоров происходит мгновенно, значения токов и напряжений на входе и выходе инвертора обычно связывают уравнениями:

$$\begin{cases} i_2(t) = \rho i_1(t), \\ u_1(t) = \rho u_2(t), \end{cases} \quad (3)$$

где $\rho = \rho(t)$ — прямоугольная периодическая функция (функция переключения) с амплитудой, равной единице (рис. 2). Здесь следует отметить, что для напряжений будет справедливо также и уравнение:

$$u_2(t) = \rho u_1(t).$$

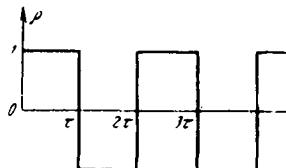


Рис. 2. Прямоугольная периодическая функция.

Однако в инверторах тока напряжение нагрузки $u_2(t)$ и, следовательно, напряжение $u_1(t)$ вызваны током нагрузки [Л. 5] и поэтому целесообразно принимать первую форму записи уравнения, как это сделано в (3).

Для выражения уравнения (3) в комплексной форме представим функцию $\rho(t)$ в виде ряда Фурье:

$$\rho(t) = \frac{4}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sin(2n+1)\omega t}{2n+1}. \quad (4)$$

При изучении переходных процессов в инверторе удовлетворимся 1-й гармоникой ряда (4), частота которой совпадает с частотой переключения вентилей инвертора ω . Такое допущение часто применяется при анализе инверторных схем. После такого допущения уравнения (3) примут вид:

$$\left. \begin{aligned} i_2(t) &= \frac{4}{\pi} i_1(t) \sin \omega t; \\ u_1(t) &= \frac{4}{\pi} u_2(t) \sin \omega t. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Умножая (5) на e^{-pt} и интегрируя эти выражения от 0 до ∞ , получим связь между входными и выходными параметрами инвертора в изображениях [Л. 6]:

$$\left. \begin{aligned} I_2(p) &= \frac{4}{\pi} \frac{I_1(p - j\omega) - I_1(p + j\omega)}{2j} = \\ &= \frac{4}{\pi} \operatorname{Im} I_1(p - j\omega); \\ U_1(p) &= \frac{4}{\pi} \frac{U_2(p - j\omega) - U_2(p + j\omega)}{2j} = \\ &= \frac{4}{\pi} \operatorname{Im} U_2(p - j\omega). \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Полученная система уравнений (1), (2) и (6)

$$\left. \begin{aligned} E(p) &= I_1(p) Z_1(p) + U_1(p); \\ I_2(p) &= \frac{4}{\pi} \frac{I_1(p - j\omega) - I_1(p + j\omega)}{2j}; \\ U_1(p) &= \frac{4}{\pi} \frac{U_2(p - j\omega) - U_2(p + j\omega)}{2j}; \\ U_2(p) &= I_2(p) Z_2(p) \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

характеризует переходные и установившиеся процессы в преобразователе. Для решения системы (7) поступим следующим образом.

Заменим p на $p - j\omega$ и $p + j\omega$ в последнем уравнении системы (7); взяв разность этих уравнений, получим:

$$U_2(p - j\omega) - U_2(p + j\omega) = I_2(p - j\omega) Z_2(p - j\omega) - I_2(p + j\omega) Z_2(p + j\omega).$$

Отсюда с учетом третьего уравнения системы (7) имеем:

$$U_1(p) = \frac{4}{\pi} \frac{I_2(p - j\omega) Z_2(p - j\omega) - I_2(p + j\omega) Z_2(p + j\omega)}{2j}. \quad (8)$$

Заменим в (8) значения $I_2(p - j\omega)$ и $I_2(p + j\omega)$, соответствующими значениями, полученными из второго уравнения системы (7) в результате замены p на $p - j\omega$ и $p + j\omega$:

$$\left. \begin{aligned} I_2(p - j\omega) &= \frac{4}{\pi} \frac{I_1(p - 2j\omega) - I_1(p)}{2j}; \\ I_2(p + j\omega) &= \frac{4}{\pi} \frac{I_1(p) - I_1(p + 2j\omega)}{2j}. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

С учетом (9) уравнение (8) примет вид:

$$\left. \begin{aligned} U_1(p) &= \frac{4}{\pi^2} \{ [I_1(p) - I_1(p + 2j\omega)] Z_2(p + j\omega) - \\ &- [I_1(p - 2j\omega) - I_1(p)] Z_2(p - j\omega) \}. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Подставив (10) в первое уравнение системы (7), получим:

$$\left. \begin{aligned} E(p) &= I_1(p) \left[Z_1(p) + \frac{4}{\pi^2} Z_2(p + j\omega) + \right. \\ &\left. + \frac{4}{\pi^2} Z_2(p - j\omega) \right] - \frac{4}{\pi^2} Z_2(p + j\omega) I_2(p + 2j\omega) - \\ &- \frac{4}{\pi^2} I_1(p - 2j\omega) Z_2(p - j\omega). \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

Если ввести обозначения:

$$\begin{aligned} -\frac{4}{\pi^2} Z_2(p + j\omega) &= A(p); \quad -\frac{4}{\pi^2} Z_2(p - j\omega) = Q(p); \\ Z_1(p) + \frac{4}{\pi^2} Z_2(p + j\omega) + \frac{4}{\pi^2} Z_2(p - j\omega) &= B(p), \end{aligned} \quad (12)$$

то (11) примет вид:

$$\begin{aligned} E(p) &= A(p) I_1(p + 2j\omega) + B(p) I_1(p) + \\ &\quad + Q(p) I_1(p - 2j\omega). \end{aligned} \quad (13)$$

Решение конечно-разностного уравнения (13), которое является одновременно решением исходной системы (7), имеет следующий вид:

$$I_1(p) = \operatorname{Re} \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \frac{\xi_{2k}}{a_{2k}} \prod_{i=0}^{2k-2} \frac{b_i}{a_i}; \quad i=0,2,4,\dots, \quad (14)$$

где ξ_{2k} , a_{2k} , b_i , a_i — являются функциями параметров схемы в операторной форме (см. приложение).

Найдя ток в дросселе по формуле (14), из системы (7) легко находим выражения остальных искомых величин.

Таким образом, получены аналитические выражения для всех основных электрических величин преобразователя с учетом переходных процессов.

Для практического использования решения (14) были проведены дополнительные исследования. Для физически реализуемых нагрузок с помощью предельных теорем преобразования Лапласа нетрудно доказать, что все члены ряда (14), кроме первого при $t \rightarrow 0$ (начальное условие) и при $t \rightarrow \infty$ (установившийся режим) стремятся к нулю. Поэтому для определения начального значения и исследования установившегося режима остается только первый член, который согласно (12), (П-4) и (П-11) имеет следующий вид:

$$I_1(p) = \frac{E(p)}{Z_1(p) + \frac{4}{\pi^2} Z_2(p + j\omega) + \frac{4}{\pi^2} Z_2(p - j\omega)}. \quad (15)$$

Если учесть, что напряжение источника питания преобразователя $E(p) = \frac{E}{p}$, то, используя предельную теорему изображения Лапласа о начальных условиях, из (15) получаем:

$$\lim_{p \rightarrow \infty} pI_1(p) = i(0) = 0.$$

Это совпадает с реальным нулевым начальным значением тока дросселя.

Чтобы проверить (15) для установившегося режима воспользуемся результатами, полученными в [Л. 5]. Известно, что в установившемся режиме для однофазного инвертора тока имеется следующее соотношение между напряжением нагрузки и напряжением питания:

$$E = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} U \cos \varphi, \quad (16)$$

где U — действующее значение синусоидального напряжения на выходе преобразователя; φ — угол сдвига между током и напряжением на выходе, который одновременно является углом управления.

Соотношение между током дросселя I_1 и действующим значением 1-й гармоники тока нагрузки I_2 согласно [Л. 5] имеет вид:

$$I_2 = \frac{2\sqrt{2}}{\pi} I_1. \quad (17)$$

Используя выражение для напряжения на нагрузке

$$U = I_2 Z_2, \quad (18)$$

где $Z_2 = \sqrt{R^2 + X^2}$ — полное сопротивление нагрузки, из (16) и (17) получаем:

$$I_1 = \frac{E}{\frac{8}{\pi^2} Z_2 \cos \varphi}. \quad (19)$$

С другой стороны, на основе полученного решения (15), используя предельную теорему Лапласа об установившемся значении и учитывая, что

$$\begin{aligned} \frac{4}{\pi^2} Z_2(p + j\omega) + \frac{4}{\pi^2} Z_2(p - j\omega) &= \\ = \frac{8}{\pi^2} \operatorname{Re} Z_2(p + j\omega) &= \frac{8}{\pi^2} Z_2 \cos \varphi, \end{aligned}$$

имеем¹:

$$I_1 = \lim_{p \rightarrow 0} pI_1(p) = \frac{E}{\frac{8}{\pi^2} Z_2 \cos \varphi}.$$

Полученное выражение установившегося тока дросселя полностью совпадает с выражением (19), т. е. с результатами, опубликованными в [Л. 5].

Остается выяснить вопрос о выборе количества членов ряда (14) для получения переходного процесса необходимой точности. Известно, что характер переходного процесса в преобразователе сильно зависит от соотношения между частотой переключения вентилей инвертора ω и собственной частотой нагрузки ω_c . Практический интерес представляет диапазон изменения собственной частоты нагрузки от нуля до частоты переключения вентилей преобразователя, т. е. $0 \leq \omega_c \leq \omega$ (при $\omega_c > \omega$ режим имеет прерывистый характер и в данной работе не рассматривается).

Для выяснения точности переходных процессов, полученных при использовании предложенного метода, было проведено сравнение результатов расчета с результатами точного решения.

С целью получения точного решения переходных процессов в однофазных инверторах был использован метод, предложенный в [Л. 3]. При использовании указанной методики довольно сложно получить в аналитическом виде решение для смешанной нагрузки. Поэтому в качестве примера был рассмотрен случай, когда к преобразователю подключена чисто емкостная нагрузка (C). В таком случае на основе данных [Л. 3] точное решение для тока дросселя (получено Ю. Г. Толстовым) имеет следующий вид:

$$i_1 = \frac{E}{X_0} \{ [1 - n(B - 1)] \sin \omega_c t + nA \cos \omega_c t \}, \quad (20)$$

где

$$A = \sin \pi \frac{\omega_c}{\omega}; \quad B = \cos \pi \frac{\omega_c}{\omega}; \quad X_0 = \omega_c L;$$

¹ Активным сопротивлением слаживающего дросселя пренебрегаем.

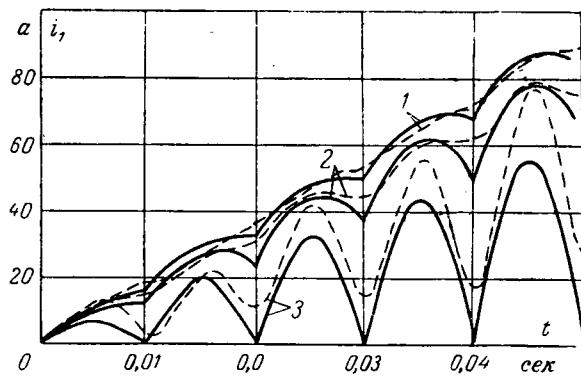


Рис. 3. Кривые переходных процессов.
— точное решение; —— приближенное решение с использованием двух членов.
1 — $\omega_c = 0,3\omega$; 2 — $\omega_c = 0,5\omega$; 3 — $\omega_c = \omega$.

$$\omega_c = \frac{1}{\sqrt{LC}}; \quad \omega = 2\pi f; \quad L = L_d.$$

Исследования проводились для значений $\omega_c = 0,3\omega$; $0,5\omega$; ω . Для всех случаев было принято напряжение питания $E = 200$ в, индуктивность дросселя $L = 0,1$ гн. Нагрузка соответственно для случаев приведена в таблице. Зная все величины, в выражении (20) можно построить графики изменения тока дросселя в функции времени: $i_1 = f(t)$ (рис. 3).

Для расчета переходного процесса предложенным методом в данном примере сначала был использован только первый член решения (14). В таком случае согласно (15) и с учетом того, что в рассматриваемом примере

$$Z_2(p) = \frac{1}{pC},$$

для тока дросселя имеем:

$$I_1(p) = \frac{E}{L} \frac{p^2 + \omega^2}{p^2(p^2 + \alpha^2)}, \quad (21)$$

где $\alpha^2 = \omega^2 + \frac{8}{\pi^2} \omega_c^2$.

Обратное изображение выражения (21) имеет вид:

$$i_1(t) = \frac{E}{L} \frac{\omega^2}{\alpha^2} t + \frac{E}{L\alpha^3} (\alpha^2 - \omega^2) \sin \alpha t. \quad (22)$$

Кривые, полученные по (22) для всех трех случаев, приведены на рис. 4.

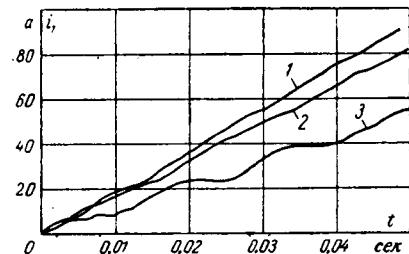
Рассмотрим теперь характер переходных процессов при использовании двух членов решения (14). Согласно (П-4) и (П-11) первые два члена решения (14) имеют следующий вид:

$$I_1(p) = \operatorname{Re} \left[\frac{E_0}{B_0} - \frac{A_0 B_0 E_2 - A_0 E_0 Q_2}{B_0 (B_0 B_2 - A_0 Q_2)} \right] = \\ = \operatorname{Re} \frac{E_0 B_2 - A_0 E_2}{B_0 B_2 - A_0 Q_2}. \quad (23)$$

Согласно (12) после несложных преобразований получим:

$$B_2 \approx L_1(p + 2j\omega); \quad B_0 B_2 - A_0^2 \approx L^2 p \frac{p^2 + \alpha^2}{p^2 + \omega^2} (p + 2j\omega). \quad (24)$$

Рис. 4. Кривые переходных процессов, полученных при использовании только первого члена приближенного решения.
1 — $\omega_c = 0,3\omega$; 2 — $\omega_c = 0,5\omega$; 3 — $\omega_c = \omega$.



Подставляя (12) в (23) с учетом (24) имеем:

$$I_1(p) = \frac{E}{L} \frac{p^2 + \omega^2}{p^2(p^2 + \alpha^2)} - \frac{4E}{\pi^2 L^2 C} \times \\ \times \frac{p^2 - 8\omega^2}{(p^2 + 4\omega^2)^2 (p^2 + \alpha^2)}. \quad (25)$$

Находим обратное изображение выражения (25):

$$i_1(t) = a_1 t - a_2 t \cos 2\omega t + a_3 \sin \omega t + a_4 \sin \alpha t, \quad (26)$$

где

$$a_1 = \frac{E\omega^2}{L\alpha^2}; \quad a_2 = \frac{3}{4} \frac{E\omega_0^2}{L(4\omega^2 - \alpha^2)};$$

$$\omega_0^2 = \frac{8\omega_c^2}{\pi^2}; \quad \alpha^2 = \omega^2 + \omega_0^2;$$

$$a_3 = \frac{E}{L} \frac{\omega_0^2 (28\omega^2 - \alpha^2)}{8\omega (4\omega^2 - \alpha^2)};$$

$$a_4 = \frac{E}{L} \frac{2(\alpha^2 - \omega^2)(4\omega^2 - \alpha^2) - \omega_0^2(\alpha^2 + 8\omega^2)\alpha^2}{2\alpha^3(4\omega^2 - \alpha^2)^2}.$$

Значения коэффициентов в (26) для всех случаев приведены в таблице.

Значения собственной частоты нагрузки	a_1	a_2	a_3	a_4	C
$\omega_c = 0,3\omega$	1864,1	37,42	0,183	0,42	$1,124 \cdot 10^{-3}$
$\omega_c = 0,5\omega$	1662,9	108,76	0,55	0,98	$0,405 \cdot 10^{-3}$
$\omega_c = \omega$	1104,2	556,1	3,53	2,12	$0,102 \cdot 10^{-3}$

Из сравнения кривых, приведенных на рис. 3 и 4, можно сказать, что для изучения переходных процессов в автономных инверторах тока в случаях, когда собственная частота нагрузки значительно ниже частоты переключения вентилем преобразователя $\omega_c < \omega$ практически достаточно использовать только первый член решения (14). В том случае, когда эти частоты соизмеримы ($\omega_c \approx \omega$), то практически совпадающий режим с точным дает использование хотя бы первых двух членов решения (14). Чтобы получить еще более точное решение, необходимо использовать и другие члены ряда (14).

Приложение. Уравнение (13) представляет собой так называемое функциональное (конечно-разностное) уравнение с переменными коэффициентами [Л. 7—9]. В отличие от других видов уравнений здесь невозможно непосредственно определить $I_1(p)$, так как в (13) одновременно фигурируют три неизвестные величины: $I_1(p)$; $I_1(p+2j\omega)$; $I_1(p-2j\omega)$. Для этого, заменив p в (13) последовательно на $p \pm 2j\omega$; $p \pm 4j\omega$, ..., $p \pm 2kj\omega$ получим бесконечную систему рекуррентных уравнений.

Для сокращения записи этой системы введем обозначения:

$$I_1(p+kj\omega) = I_k; \quad A(p+2kj\omega) = A_{2k}; \quad I_1(p+2kj\omega) = I_{2k};$$

$$B(p+kj\omega) = B_k \text{ и т. д.}$$

Тогда в результате указанной замены p на $p \pm 2k\omega$, получим следующую бесконечную систему алгебраических уравнений:

$$\begin{aligned} A_{-4}I_{-2} + B_{-4}I_{-4} + Q_{-4}I_{-6} &= E_{-4}, \\ A_{-2}I_0 + B_{-2}I_{-2} + Q_{-2}I_{-4} &= E_{-2}, \\ A_0I_2 + B_0I_0 + Q_0I_{-2} &= E_0, \\ A_2I_4 + B_2I_2 + Q_2I_0 &= E_2, \\ A_4I_6 + B_4I_4 + Q_4I_2 &= E_4, \end{aligned} \quad (\Pi-1)$$

Для решения системы (П-1) относительно интересующей нас функции $I_0 = I_1(p)$ используем известную методику решения бесконечных систем уравнения [Л. 7], а именно теорему о методе редукций. Согласно этой теореме выделяем из системы (П-1) $2m+1$ уравнений по m уравнений вверх и вниз от основного (имеющего в правой части E_0) и вычеркиваем лишние неизвестные в крайних уравнениях (I_{2m+2} и I_{2m-2}). Решение исходной системы (П-1) с бесконечным числом неизвестных находим из решения полученной системы при переходе к пределу $m \rightarrow \infty$ (имеется в виду, что такой переход имеет смысл).

Для решения указанной выше системы с $2m+1$ неизвестными заменим в каждой функции p на $p+2mj\omega$, в результате чего индексы у каждой функции повысятся на $2m$, и система (например при $m=2$) примет вид:

$$\begin{aligned} A_0I_2 + B_0I_0 &= E_0, \\ A_2I_4 + B_2I_2 + Q_2I_0 &= E_2, \\ A_4I_6 + B_4I_4 + Q_4I_2 &= E_4, \\ A_6I_8 + B_6I_6 + Q_6I_4 &= E_6, \\ B_8I_8 + Q_8I_6 &= E_8. \end{aligned} \quad (\Pi-2)$$

Найдем из первого уравнения системы (П-2) неизвестную I_0 и, подставив ее во второе уравнение, получим:

$$I_4A_2 \frac{B_0}{Q_2} + I_2 \left(B_2 \frac{B_0}{Q_2} - A_0 \right) = E_2 \frac{B_0}{Q_2} - E_0. \quad (\Pi-3)$$

Введем обозначения:

$$\begin{aligned} \xi_0 &= E_0; \quad \xi_2 = E_2 \frac{B_0}{Q_2} - E_0; \quad a_0 = B_0; \quad b_0 = A_0; \\ a_2 &= B_2 \frac{B_0}{Q_2} - A_0; \quad b_2 = A_0 \frac{B_0}{Q_2}. \end{aligned} \quad (\Pi-4)$$

С учетом (П-4) первое уравнение системы (П-2) и (П-3) примут вид:

$$a_0I_0 + b_0I_2 = \xi_0; \quad (\Pi-5)$$

$$a_2I_2 + b_2I_4 = \xi_2. \quad (\Pi-6)$$

Аналогично, исключая из третьего уравнения системы (П-2) I_2 , найдем:

$$a_4I_4 + b_4I_6 = \xi_4, \quad (\Pi-7)$$

где

$$a_4 = B_4 \frac{a_2}{a_4} - b_2; \quad b_4 = A_4 \frac{a_2}{a_4}; \quad \xi_4 = E_4 \frac{a_2}{a_4} - \xi_2.$$

Продолжая таким образом, получаем систему из $2m+1$ уравнений, каждое из которых содержит лишь две неизвестные величины. Из (П-5)–(П-7) соответственно находим:

$$\begin{aligned} I_0 &= \frac{\xi_0}{a_0} - \frac{b_0}{a_0} I_2; \\ I_2 &= \frac{\xi_2}{a_2} - \frac{b_2}{a_2} I_4; \\ I_4 &= \frac{\xi_4}{a_4} - \frac{b_4}{a_4} I_6; \end{aligned}$$

Продолжая аналогичные преобразования для уравнения системы порядка $2m+1$, получим:

$$I_{2m} = \frac{\xi_{2m}}{a_{2m}}.$$

Таким образом, из полученных уравнений можем написать выражение:

$$\begin{aligned} I_0 &= \frac{\xi_0}{a_0} - \frac{b_0}{a_0} I_2 = \frac{\xi_0}{a_0} - \frac{b_0 \xi_2}{a_0 a_2} + \frac{b_0 b_2}{a_0 a_2} I_4 = \frac{\xi_0}{a_0} - \\ &- \frac{b_0 \xi_2}{a_0 a_2} + \frac{b_0 b_2 \xi_4}{a_0 a_2 a_4} - \frac{b_0 b_2 b_4}{a_0 a_2 a_4} I_6 = \frac{\xi_0}{a_0} - \frac{b_0 \xi_2}{a_0 a_2} + \dots + \\ &+ \frac{b_0 b_2 b_4 \dots b_{2m} \xi_{2m}}{a_0 a_2 a_4 \dots a_{2m}} = \sum_{k=0}^{2m} (-1)^k \frac{\xi_{2k}}{a_{2k}} \prod_{i=0}^{2k-2} \frac{b_i}{a_i}. \end{aligned} \quad (\Pi-8)$$

Переходя в (П-8) к пределу $m \rightarrow \infty$, получим изображение по Лапласу искомого решения:

$$I_1(p) = \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \frac{\xi_{2k}}{a_{2k}} \prod_{i=0}^{2k-2} \frac{b_i}{a_i}. \quad (\Pi-9)$$

Для того чтобы избавиться от комплексных величин, которые содержатся в каждом слагаемом (П-9), заменим p в (П-2) на $p-2mj\omega$. В результате решение полученной системы совпадает с решением (П-9) и только индексы k, i будут иметь обратный знак:

$$I_1(p) = \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \frac{\xi_{2k}}{a_{-2k}} \prod_{i=0}^{2k-2} \frac{b_{-i}}{a_{-i}}. \quad (\Pi-10)$$

Теперь, если найдем $I_1(p)$ как половину суммы (П-9) и (П-10), и учтем, что изменение знака индексов в (П-4) приводит к сопряженным величинам, то решение (П-9) примет следующий вид:

$$I_1(p) = \operatorname{Re} \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \frac{\xi_{2k}}{a_{2k}} \prod_{i=0}^{2k-2} \frac{b_i}{a_i}. \quad (\Pi-11)$$

Литература

- Булгаков А. А., Основы динамики управляемых вентильных систем, Изд-во АН СССР, 1963.
- Толстов Ю. Г. и Придатков А. Г., Некоторые вопросы регулирования автономных инверторов тока, «Электричество», 1965, № 11.
- Толстов Ю. Г. и Придатков А. Г., Переходные процессы в автономных инверторах с независимым управлением, Известия АН СССР, «Энергетика и транспорт», 1967, № 2.
- Нейман Л. Р. и др., Метод расчета переходных процессов в цепях, содержащих преобразователи, индуктивности и э. д. с., «Электричество», 1966, № 12.
- Толстов Ю. Г., Автономные инверторы, сб. «Преобразовательные устройства в электроэнергетике», изд-во «Наука», 1964.
- Корн Г. и Корн Т., Справочник по математике для научных работников и инженеров, Перевод с англ., изд-во «Наука», 1968.
- Канторович Л. В. и Крылов В. И., Приближенные методы высшего анализа, Физматиз, 1962.
- Левинштейн М. Л., Операционное исчисление и его приложения к задачам электротехники, изд-во «Энергия», 1964.
- Тафт В. А., Электрические цепи с переменными параметрами, изд-во «Энергия», 1968.



Расчет совместной электрозащиты от ближдающих токов подземных металлических сооружений при параллельной прокладке

Канд. техн. наук, доц. М. В. ТАРИЖЕВСКИЙ
Московский энергетический институт

Среди многих технических решений, входящих в комплекс мероприятий по защите подземных коммуникаций от коррозии, важное место занимают вопросы совместной защиты двух или нескольких сооружений, проложенных или прокладываемых в непосредственной близости друг от друга. Подобные схемы прокладки широко применяются как в условиях городов и крупных промышленных предприятий, так и на магистральных трассах.

В настоящее время достаточно полно разработаны методы расчета параметров защитных устройств для одиночного подземного сооружения, находящегося в поле ближдающих токов [Л. 1]. Промышленностью выпускаются различные технические средства электрической защиты подземных металлических сооружений, которые находят применение и при устройстве системы совместной защиты. Однако методики определения основных параметров защитных устройств (сопротивления и средних значений тока поляризованных электродренажей, выходных значений тока и напряжения усиленных электродренажей и катодных станций), обеспечивающих оптимальный эффект при совместной защите, еще не создано; во многих реальных случаях весьма сложно установить эффект защитного действия перемычек, соединяющих параллельно прокладываемые подземные коммуникации.

В статье решена задача по определению опасности электрокоррозии и выбору параметров защиты двух параллельных подземных сооружений, проложенных вдоль рельсового пути транспорта, электрифицированного на постоянном токе.

Для того чтобы определить искомые параметры защитных устройств, на первом этапе расчета необходимо установить распределение в подземных сооружениях плотности тока утечки и разности потенциалов сооружение — «близкая» земля, что позволяет на втором этапе расчета определить места установки и параметры защитных устройств.

Определение коррозионной опасности сооружений. Расчетная схема для решения указанной задачи приведена на рис. 1. На поверхности полубесконечной однородной среды (грунт) с удельным электрическим сопротивлением ρ расположен линейный проводник конечной длины ($l_1 + l_2$) с известным продольным электрическим сопротивлением R_0 и сопротивлением изоляции $R_{из}$. Этот активный проводник, являющийся аналогом рельсового пути, имеет заданную токовую нагрузку — сосредоточенную I_n и равномерно распределенную j_0 . На расстояниях r_{01} и r_{02} от активного проводника находятся два заглубленных пассивных проводника — аналоги подземных сооружений, имеющие соответственно продольные сопротивления R_1 и R_2 и сопротивления изоляции $R_{из1}$ и $R_{из2}$.

При решении рассматриваемой задачи пренебрегаем влиянием токов, протекающих вдоль подземных сооружений, на распределение токов и потен-

циалов вдоль активного проводника [Л. 1], т. е. рассматриваем заглубленные проводники в поле ближдающих токов заданной конфигурации и интенсивности.

Поскольку токи утечки из рельсов, а также из подземных сооружений создают в грунте потенциальное поле ближдающих токов, потенциал любой точки грунта описывается соответственно тремя слагаемыми:

$$\varphi(x, y, z) = \varphi_0(x, y, z) + \varphi_1(x, y, z) + \varphi_2(x, y, z), \quad (1)$$

где потенциал, создаваемый в грунте током утечки с активного проводника, расположенного на поверхности земли (ξ — текущая координата вдоль оси x)

$$\varphi_0(x, y, z) = \frac{\rho}{2\pi} \int_{-l_1}^{l_2} \frac{j_0(\xi) d\xi}{\sqrt{(x-\xi)^2 + y^2 + z^2}}; \quad (2)$$

потенциал, создаваемый в грунте током утечки с первого подземного сооружения (y_1 и h_1 — координаты расположения первого сооружения)

$$\varphi_1(x, y, z) = \frac{\rho}{4\pi} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \frac{j_1(\xi) d\xi}{\sqrt{(x-\xi)^2 + (y-y_1)^2 + (z+h_1)^2}} + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{j_1(\xi) d\xi}{\sqrt{(x-\xi)^2 + (y-y_1)^2 + (z-h_1)^2}} \right]; \quad (3)$$

потенциал, создаваемый в грунте током утечки со второго подземного сооружения

$$\varphi_2(x, y, z) = \frac{\rho}{4\pi} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \frac{j_2(\xi) d\xi}{\sqrt{(x-\xi)^2 + (y-y_2)^2 + (z+h_2)^2}} + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{j_2(\xi) d\xi}{\sqrt{(x-\xi)^2 + (y-y_2)^2 + (z-h_2)^2}} \right]. \quad (4)$$

В (3) и (4) вторые слагаемые введены для учета плоской границы поверхности грунта и представляют собой потенциалы, создаваемые зеркаль-

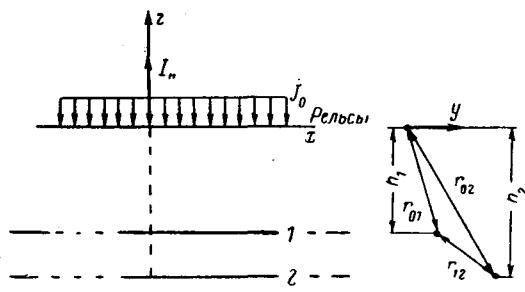


Рис. 1.

ными отображениями соответствующих сооружений относительно этой границы [Л. 2].

Для обоих сооружений могут быть получены следующие уравнения:

$$\begin{aligned} R_1 I_1 - R_{\text{из1}} \frac{d^2 I_1}{dx^2} = \\ = -\frac{\rho}{2\pi} \frac{d}{dx} \left[\int_{-l_1}^{l_2} \frac{j_0(\xi) d\xi}{V(x-\xi)^2 + r_{01}^2} \right] - \\ - \frac{\rho}{4\pi} \frac{d}{dx} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \frac{j_1(\xi) d\xi}{V(x-\xi)^2 + r_1^2} + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{j_1(\xi) d\xi}{V(x-\xi)^2 + (2h_1)^2} + \right. \\ \left. + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{j_2(\xi) d\xi}{V(x-\xi)^2 + r_{12}^2} + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{j_2(\xi) d\xi}{V(x-\xi)^2 + R_{12}^2} \right]; \quad (5) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} R_2 I_2 - R_{\text{из2}} \frac{d^2 I_2}{dx^2} = \\ = -\frac{\rho}{2\pi} \frac{d}{dx} \left[\int_{-l_1}^{l_2} \frac{j_0(\xi) d\xi}{V(x-\xi)^2 + r_{02}^2} \right] - \frac{\rho}{4\pi} \frac{d}{dx} \times \\ \times \left[\int_{-\infty}^{\infty} \frac{j_1(\xi) d\xi}{V(x-\xi)^2 + r_{12}^2} + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{j_2(\xi) d\xi}{V(x-\xi)^2 + R_{12}^2} + \right. \\ \left. + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{j_2(\xi) d\xi}{V(x-\xi)^2 + r_2^2} + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{j_2(\xi) d\xi}{V(x-\xi)^2 + (2h_2)^2} \right], \quad (6) \end{aligned}$$

где

$$r_1 = \sqrt{(y - y_1)^2 + (z - h_1)^2};$$

$$r_2 = \sqrt{(y - y_2)^2 + (z - h_2)^2}.$$

Полученная система интегро-дифференциальных уравнений должна быть решена относительно функций токов $I_1(x)$ и $I_2(x)$, протекающих вдоль подземных сооружений, при условии, что плотность токов утечки из рельсов — известная функция. Система (5) и (6) решена методом преобразования Фурье. Поскольку заглубленные проводники являются связанный системой, в решение введены параметры этой системы:

переходные сопротивления каждого подземного сооружения

$$R_{\text{пп}}(k) = R_{\text{из1}} + \frac{\rho}{2\pi} [K_0(kr_1) + K_0(k2h_1)]; \quad (7)$$

$$R_{\text{пп}}(k) = R_{\text{из2}} + \frac{\rho}{2\pi} [K_0(kr_2) + K_0(k2h_2)]; \quad (8)$$

переходное сопротивление связи

$$R_{\text{пп12}}(k) = \frac{\rho}{2\pi} [K_0(kr_{12}) + K_0(kR_{12})]; \quad (9)$$

коэффициент связи двух сооружений

$$\mu^2(k) = \frac{R_{\text{пп12}}^2(k)}{R_{\text{пп}}(k) R_{\text{пп2}}(k)}. \quad (10)$$

В приведенных выше выражениях $K_0(kr)$ является функцией Макдональда, а R_{12} — расстояние между одним сооружением и зеркальным отображением другого.

Следует отметить, что при решении системы уравнений относительно преобразованных по Фурье функций тока основной детерминант системы имеет вид:

$$\begin{aligned} [1 - \mu^2(k)] \left[k^4 + k^2 \frac{\alpha_1^2(k) - \alpha_2^2(k)}{1 - \mu^2(k)} + \right. \\ \left. + \frac{\alpha_1^2(k) \alpha_2^2(k)}{1 - \mu^2(k)} \right] R_{\text{пп}}(k) R_{\text{пп2}}(k), \quad (11) \end{aligned}$$

где $\alpha_1(k)$ и $\alpha_2(k)$ — собственные коэффициенты утечки подземных сооружений.

Детерминант (11) представляет некоторую действительную функцию от мнимого аргумента:

$$\begin{aligned} f(ik) = k^4 (1 - \mu^2(ik)) + k^2 (\alpha_1^2(ik) + \\ + \alpha_2^2(ik)) + \alpha_1^2(ik) \alpha_2^2(ik). \quad (12) \end{aligned}$$

Эта функция симметрична относительно оси координат и пересекает ось абсцисс (мнимую ось) в четырех точках, являющихся корнями уравнения $f(ik) = 0$. Проведенные исследования показали, что функции $\alpha_1(k)$, $\alpha_2(k)$ и $\mu(k)$, являющиеся коэффициентами при k^4 , k^2 и k^0 в функции $f(ik)$, изменяются незначительно в широком диапазоне изменения аргумента. Это позволяет принять коэффициенты уравнения (12) постоянными, что приводит к выражению

$$k^4 + k^2 \frac{\alpha_1^2 + \alpha_2^2}{1 - \mu^2} - \frac{\alpha_1^2 \alpha_2^2}{1 - \mu^2} = 0, \quad (13)$$

имеющему две пары чисто мнимых корней:

$$k_{1,2} = \pm i\beta_1; \quad k_{3,4} = \pm i\beta_2; \quad \beta_{1,2} = -k_{1,2}^2. \quad (14)$$

Эти корни никогда не равны друг другу ($\beta_1 \neq \beta_2$) даже в случае равенства собственных коэффициентов утечки ($\alpha_1 = \alpha_2 = a$), поскольку дискриминант рассматриваемого биквадратного уравнения всегда отличен от нуля.

Величины β_1 и β_2 назовем приведенными коэффициентами утечки подземных сооружений. Таким образом, наличие связи в системе подземных сооружений приводит к возмущению собственных коэффициентов утечки α_1 и α_2 .

Расчетные формулы были выведены для конкретных схем включения токовых нагрузок к рельсам. Типичной расчетной схемой следует считать несимметричную Т-образную схему (рис. 1) с суммацией равномерно распределенной нагрузки вдоль участка рельсовой сети ($l_1 + l_2$) и сосредоточенной нагрузкой в начале координат. Здесь подразумевается, что $x = -l_1$ и $x = l_2$ — точки токораздела между рассматриваемой и соседними тяговыми подстанциями, а сосредоточенная нагрузка I_n является током отсасывающей линии данной подстанции. Для расчета распределения токов и потенциалов вдоль подземных сооружений в случае заданной схемы нагрузок рельсовой сети необходимо определить составляющие искомых величин от каждой нагрузки (для точки с определенной координатой), а затем их алгебраически сложить.

Сосредоточенная нагрузка. Распределение плотности тока утечки из рельсов выражается известными формулами:

$$\left. \begin{aligned} j(x) &= -\frac{I_{\text{н}\alpha_0}}{\sinh 2\alpha_0 l} \operatorname{ch} \alpha_0 (l - x_1) \operatorname{ch} \alpha (l + x) \\ \text{на участке } &-l < x < x_1; \\ j(x) &= -\frac{I_{\text{н}\alpha_0}}{\sinh 2\alpha_0 l} \operatorname{ch} \alpha_0 (l - x_1) \operatorname{ch} \alpha (l - x) \\ \text{на участке } &x_1 < x < l. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

В результате математических преобразований с применением обратных преобразований Фурье и теории вычетов [Л. 3] получены выражения для токов, протекающих по первому и второму подземным сооружениям.

Путем дифференцирования этих выражений по x получены расчетные формулы для определения плотности тока утечки с сооружений. Как известно, опасность электрокоррозии подземного металлического сооружения определяется плотностью стекающего с его поверхности тока ($j_1(x)$ или $j_2(x)$) или, как принято на практике, потенциалом сооружения относительно близкой земли:

$$u_1(x) = R_{\text{н}31} j_1(x); \quad u_2(x) = R_{\text{н}32} j_2(x); \quad (16)$$

$$\begin{aligned} j_1(x) &= -\frac{I_{\text{н}\alpha_0 p}}{2\pi \sinh 2\alpha_0 l} \left[\frac{\alpha_0}{\gamma_{10}\gamma_{20}} (b_0 D_0^{02}(x)) + \right. \\ &+ \frac{\alpha_1}{\gamma_{01}\gamma_{21}} (b_1 D_1^{02}(x) + c_1 D_1^{01}(x)) + \\ &\left. + \frac{\alpha_2}{\gamma_{02}\gamma_{12}} (b_2 D_2^{02}(x) + c_2 D_2^{01}(x)); \right] \quad (17) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} j_2(x) &= -\frac{I_{\text{н}\alpha_0 p}}{2\pi \sinh 2\alpha_0 l} \left[\frac{\alpha_0}{\gamma_{10}\gamma_{20}} (b_0 D_0^{01}(x) + d_0 D_0^{02}(x)) + \right. \\ &+ \frac{\alpha_1}{\gamma_{01}\gamma_{21}} (b_1 D_1^{01}(x) + d_1 D_1^{02}(x)) + \\ &\left. + \frac{\alpha_2}{\gamma_{02}\gamma_{12}} (b_2 D_2^{01}(x) + d_2 D_2^{02}(x)). \right] \quad (18) \end{aligned}$$

В (17) и (18) введены обозначения:

$$\begin{aligned} a_0 &= [R_{\text{н}1}(\alpha_0) R_{\text{н}2}(\alpha_0) - R_{\text{н}12}^2(\alpha_0)]^{-1}, \\ a_1 &= [R_{\text{н}1}(\beta_1) R_{\text{н}2}(\beta_1) - R_{\text{н}12}^2(\beta_1)]^{-1}; \\ a_2 &= [R_{\text{н}1}(\beta_2) R_{\text{н}2}(\beta_2) - R_{\text{н}12}^2(\beta_2)]^{-1}; \end{aligned} \quad (19)$$

$$b_0 = \alpha_0^2 R_{\text{н}12}(\alpha_0); \quad b_1 = \beta_1^2 R_{\text{н}12}(\beta_1); \quad b_2 = \beta_2^2 R_{\text{н}12}(\beta_2); \quad (20)$$

$$\begin{aligned} c_0 &= R_2 - \alpha_0^2 R_{\text{н}2}(\alpha_0); \quad c_1 = R_2 - \beta_1^2 R_{\text{н}2}(\beta_1); \\ c_2 &= R_2 - \beta_2^2 R_{\text{н}2}(\beta_2); \end{aligned} \quad (21)$$

$$\begin{aligned} d_0 &= R_1 - \alpha_0^2 R_{\text{н}1}(\alpha_0); \quad d_1 = R_1 - \beta_1^2 R_{\text{н}1}(\beta_1); \\ d_2 &= R_1 - \beta_2^2 R_{\text{н}1}(\beta_2); \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} \gamma_{01} &= (\alpha_0^2 - \beta_1^2); \quad \gamma_{02} = (\alpha_0^2 - \beta_2^2); \\ \gamma_{12} &= \gamma_{21} = (\beta_1^2 - \beta_2^2); \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} D_1^{02}(x) &= -\beta_1 [\alpha_0 \sinh 2\alpha_0 l \Omega(\beta_1(x - x_1); \beta_1 r_{02}) + \\ &+ \beta_1 \operatorname{ch} \alpha_0 (l - x_1) \psi(\beta_1(x + l); \beta_1 r_{02}) - \\ &- \beta_1 \operatorname{ch} \alpha_0 (l + x_1) \psi(\beta_1(x - l); \beta_1 r_{02})]. \end{aligned} \quad (24)$$

Все $D^{01}(x)$ и $D^{02}(x)$ определяются формулами, аналогичными (24), с соответствующей заменой индексов у входящих в (24) величин. В выражение

(24) входят табулированные функции Зунде $\Omega(u, v)$ и $\psi(u, v)$ [Л. 4].

Укажем на смысл индексов: нижние индексы 0; 1 или 2 указывают коэффициент утечки (α_0, β_1 или β_2), в зависимости от которого определяется соответствующая величина; верхний индекс 01 или 02 показывает, для какого расстояния определяется данная величина: например, для расстояния от рельсового пути до первого трубопровода применен индекс 01, до второго трубопровода — индекс 02.

Равномерно распределенная нагрузка. Распределение плотности токов утечки по подземным сооружениям в этом случае определяется выражениями:

$$\begin{aligned} \gamma_1(x) &= \frac{j_0}{2\pi\gamma_{21}} \{a_1 [c_1 C_1^{01}(x) + b_1 C_1^{02}(x)] - \\ &- a_2 [c_2 C_2^{01}(x) + b_2 C_2^{02}(x)]\}; \end{aligned} \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \gamma_2(x) &= \frac{j_0}{2\pi\gamma_{21}} \{a_1 [d_1 C_1^{02}(x) + b_1 C_1^{01}(x)] - \\ &- a_2 [d_2 C_2^{02}(x) + b_2 C_2^{01}(x)]\}, \end{aligned} \quad (26)$$

где

$$\left. \begin{aligned} C_2^{01}(x) &= \beta_2 [\psi(\beta_2(x + l); \beta_2 r_{01}) - \\ &- \psi(\beta_2(x - l); \beta_2 r_{01})]; \\ C_1^{02}(x) &= \beta_1 [\psi(\beta_1(x + l); \beta_1 r_{02}) - \\ &- \psi(\beta_1(x - l); \beta_1 r_{02})]. \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

Определение $u_1(x)$ и $u_2(x)$ производится таким же способом, как и при сосредоточенной нагрузке на рельсах.

Искомые значения плотностей токов утечки и разности потенциалов сооружение — «близкая» земля определяются алгебраическим сложением значений (для каждой выбранной координаты на сооружениях), полученных при расчете для сосредоточенной и равномерно распределенной нагрузки на рельсах.

На рис. 2 представлены эпюры распределения плотностей тока утечки на одном из параллельных сооружений для рассмотренной схемы. Пунктирными линиями показаны составляющие плотности тока утечки, вызванные соответственно сосредоточенной и равномерно распределенной нагрузкой, а

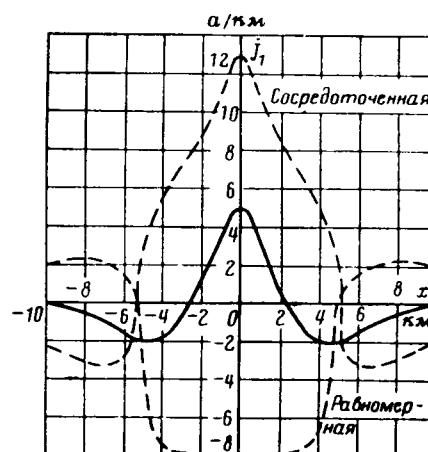


Рис. 2.

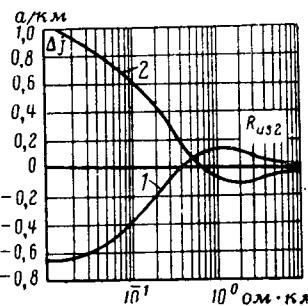


Рис. 3.

также суммарная кривая, изображенная сплошной линией.

Приведенные выше расчетные выражения связывают плотность тока утечки с исходными параметрами рассматриваемой системы. Это позволило провести исследование влияния этих параметров на коррозионное состояние подземных сооружений.

Наибольший интерес представляет оценка влияния изменения сопротивления изоляции одного из трубопроводов на значение плотности тока утечки. При проведении расчетов значение сопротивления изоляции одного трубопровода изменялось в пределах от 0 до 10 ом·км, а сопротивление изоляции второго трубопровода оставалось постоянным. Плотность тока утечки была определена для точки с координатой $x=0$.

На рис. 3 приведены зависимости приращения плотности тока утечки Δj на первом и втором трубопроводах от R_{iz2} при $R_{iz1}=0,5$ ом·км. Аналогичные зависимости были получены и при других значениях R_{iz1} . Под приращением плотности тока утечки подразумевается разность между ее значением с одиночного трубопровода и плотностью тока утечки с того же трубопровода при наличии параллельного. Из представленного графика видно, что в диапазоне изменения сопротивления изоляции второго трубопровода от 0 до 0,32 ом·км плотность тока утечки с первого трубопровода (кривая 1) меньше по сравнению с плотностью тока утечки одиночного трубопровода.

На втором трубопроводе в этом диапазоне изменения сопротивления изоляции плотности тока утечки (кривая 2) возрастает. Далее, начиная с $R_{iz1}=R_{iz2}$, степень взаимного влияния подземных трубопроводов уменьшается.

Полученные зависимости позволяют сделать следующий вывод: если два параллельно проложенных подземных сооружения имеют различные сопротивления изоляционного покрытия, то с сооружения, сопротивление изоляции которого меньше, плотность тока утечки возрастает по сравнению с плотностью тока утечки обособленного сооружения с такой же изоляцией. При прокладке вновь строящегося сооружения параллельно уже существующему необходимо учитывать, что если изоляция существующего сооружения окажется значительно хуже изоляции вновь прокладываемого, то плотность тока, стекающего с ранее проложенного сооружения, существенно возрастет. Поэтому необходимо предусмотреть меры по дополнительной защите его от коррозии.

Расчет электродренажной защиты. Выявление опасности коррозии на проектируемых подземных металлических сооружениях по изложенной выше методике позволяет обосновать вариант защиты, и рассчитать параметры устройств совместной защиты.

Подключение совместной электродренажной или

катодной защиты означает подключение к защищаемым подземным сооружениям сосредоточенных токовых нагрузок, наличие которых соответственно изменяет распределение токов и потенциалов вдоль этих сооружений. Поскольку рассматриваемая система линейна, то к ней, как уже указывалось, применим метод суперпозиции, т. е. влияние каждой нагрузки может быть рассмотрено отдельно.

Так, распределение токов вдоль двух подземных сооружений при наличии сосредоточенной нагрузки I_{hi} на первом сооружении, подключенной к точке с координатой $x=x_{hi}$, и отсутствии нагрузки на рельсах описывается системой уравнений, аналогичной системе (5) и (6):

$$R_1 I_1 - R_{iz1} \frac{d^2 I_1}{dx^2} = \\ = -\frac{\rho}{4\pi} \frac{d}{dx} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \frac{j_1(\xi) d\xi}{V(x-\xi)^2 + r_1^2} + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{j_1(\xi) d\xi}{V(x-\xi)^2 + (2h_1)^2} + \right. \\ \left. + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{j_2(\xi) d\xi}{V(x-\xi)^2 + r_{12}^2} + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{j_2(\xi) d\xi}{V(x-\xi)^2 + R_{12}^2} \right]; \quad (28)$$

$$R_2 I_2 - R_{iz2} \frac{d^2 I_2}{dx^2} = \\ = -\frac{\rho}{4\pi} \frac{d}{dx} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \frac{j_2(\xi) d\xi}{V(x-\xi)^2 + r_2^2} + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{j_2(\xi) d\xi}{V(x-\xi)^2 + (2h_2)^2} + \right. \\ \left. + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{j_1(\xi) d\xi}{V(x-\xi)^2 + r_{12}^2} + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{j_1(\xi) d\xi}{V(x-\xi)^2 + R_{12}^2} \right]. \quad (29)$$

Система (28) и (29) решается методом преобразований Фурье. При этом функция $I_2(x)$ непрерывна и имеет непрерывные производные любого порядка; функция $I_1(x)$ имеет разрыв в точке $x=x_{hi}$: $I_1(x_{hi}-0) - I_1(x_{hi}+0) = I_{hi}$, и производная этой функции в точке разрыва равна нулю.

В результате решения системы получены расчетные выражения для определения плотности тока утечки вдоль обоих сооружений:

$$j_1(x) = \frac{I_{hi}}{2\gamma_{21}} [\beta_1 e^{-\beta_1(x-x_{hi})} (a_1 R_2 R_{pi1} (\beta_1) - \beta_1^2) - \\ - \beta_2 e^{-\beta_2(x+x_{hi})} (a_2 R_2 R_{pi1} (\beta_2) - \beta_2^2)]; \quad (30)$$

$$j_2(x) = \frac{I_{hi}}{2\gamma_{21}} [\beta_1 e^{-\beta_1(x-x_{hi})} a_1 R_1 R_{pi12} (\beta_1) - \\ - \beta_2 e^{-\beta_2(x-x_{hi})} a_2 R_1 R_{pi12} (\beta_2)]. \quad (31)$$

Аналогичным образом получены выражения, определяющие плотности тока утечки вдоль обоих сооружений при приложении сосредоточенной нагрузки I_{h2} ко второму сооружению в точке $x=x_{h2}$.

На рис. 4 приведена расчетная схема совместной электродренажной защиты двух подземных сооружений, где первое подземное сооружение в точке $x_{hi}=x_3$ соединено со вторым сооружением перемычкой в точке $x_{h2}=x_4$, а второе подземное сооружение в точке $x_{h2}=x_5$ соединено дренажным кабелем с рельсами в точке $x_h=x_2$.

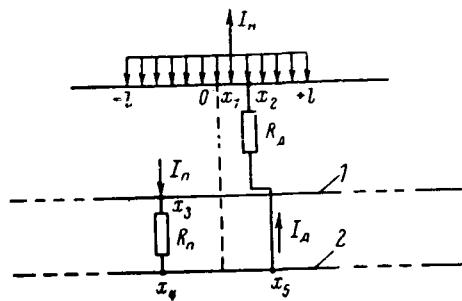


Рис. 4.

Подключение системы совместной защиты обуславливает возникновение в рассматриваемой схеме четырех дополнительных сосредоточенных нагрузок — одной на рельсах (I_d), одной на первом сооружении ($I_{\text{п}}$) и двух на втором сооружении ($I_{\text{п}}$ и I_d).

Распределения плотностей тока утечки вдоль защищаемых сооружений могут быть выражены суммой

$$j_1(x)_{\text{заш}} = j_1(x) + \Delta j_1(x); \quad (32)$$

$$j_2(x)_{\text{заш}} = j_2(x) + \Delta j_2(x), \quad (33)$$

где $j_1(x)$ и $j_2(x)$ — соответственно распределения плотностей тока утечки вдоль сооружений до включения защиты, определенные по приведенным выше выражениям; $\Delta j_1(x)$ и $\Delta j_2(x)$ — изменения распределений плотностей тока утечки, вызванные дополнительными нагрузками системы совместной защиты.

Для рассматриваемой схемы

$$\Delta j_1(x) = j_1^{0,I_d}(x) + j_1^{2,I_{\text{п}}}(x) + j_1^{1,I_{\text{п}}}(x) + j_1^{2,I_{\text{п}}}(x); \quad (34)$$

$$\Delta j_2(x) = j_2^{0,I_{\text{п}}}(x) + j_2^{2,I_{\text{п}}}(x) + j_2^{1,I_{\text{п}}}(x) + j_2^{2,I_{\text{п}}}(x). \quad (35)$$

Первые слагаемые в (34) и (35) вызваны током I_d , втекающим в рельсы. Они определяются по (17) и (18). Вторые слагаемые обусловлены наличием тока $I_{\text{п}}$, вытекающего со второго сооружения, третьи слагаемые вызваны током $I_{\text{п}}$, вытекающим из первого сооружения, и, наконец, четвертые слагаемые вызваны током $I_{\text{п}}$, втекающим во второе сооружение. Вторые, третьи и четвертые слагаемые определяются по (30) и (31) с учетом знака тока. Следует отметить, однако, что значения токов I_d и $I_{\text{п}}$ еще не определены.

Поскольку электродренажи, как правило, подключают к подземным сооружениям в точках с наибольшей по величине положительной разностью потенциалов относительно близлежащих слоев земли, то точки дренирования (подключения электродренажа и перемычки) можно выбрать из графиков распределения плотностей токов утечки с сооружений до включения защиты по формулам (17), (18), (25) и (26) при заданной схеме включения нагрузки на рельсах. Теперь исходным условием для расчета электродренажной защиты является обеспечение в точках дренирования на каждом сооружении после включения защиты разности потенциалов относительно «ближкой» земли $u_{\text{заш min}} = -0,3 \text{ в}$.

Исходя из этого условия, были выведены выражения для определения токов электродренажа и

перемычки:

$$I_d = \frac{\left(j_1^0 + \frac{u_{\text{заш}}}{R_{u_{\text{заш}}}} \right) (A_2^{1,x_3} + A_2^{2,x_4}) -}{(A_1^{2,x_5} + A_1^{0,x_3})(A_2^{1,x_3} + A_2^{2,x_4})} \dots \rightarrow \\ \leftarrow \dots - \left(j_2^0 + \frac{u_{\text{заш}}}{R_{u_{\text{заш}}}} \right) (A_1^{1,x_3} + A_1^{2,x_4}) - \\ \leftarrow \dots - (A_2^{2,x_5} + A_2^{0,x_3})(A_1^{1,x_3} + A_1^{2,x_4}); \quad (36)$$

$$I_{\text{п}} = \frac{\left(j_2^0 + \frac{u_{\text{заш}}}{R_{u_{\text{заш}}}} \right) (A_1^{2,x_5} + A_1^{0,x_3}) -}{(A_1^{2,x_5} + A_1^{0,x_3})(A_2^{1,x_3} + A_2^{2,x_4})} \dots \rightarrow \\ \leftarrow \dots - \left(j_1^0 + \frac{u_{\text{заш}}}{R_{u_{\text{заш}}}} \right) (A_2^{2,x_5} + A_2^{0,x_3}) - \\ \leftarrow \dots - (A_2^{2,x_5} + A_2^{0,x_3})(A_1^{1,x_3} + A_1^{2,x_4}). \quad (37)$$

В приведенных выше формулах j_1^0 и j_2^0 — плотности тока утечки соответственно с первого и второго подземных сооружений до включения защиты в точках $x = x_3$ — на первом и $x = x_5$ — на втором сооружениях.

Коэффициенты A_1^{0,x_3} и A_2^{0,x_3} обусловлены нагрузкой I_d , подключенной к рельсам в точке $x = x_2$:

$$A_1^{0,x_3} = \frac{\alpha_0 \rho}{2\pi \sinh 2\alpha_0 l} \left\{ \frac{\alpha_0}{\gamma_{10}\gamma_{20}} [b_0 D_0^{02}(x) + c_0 D_0^{01}(x)] + \right. \\ \left. + \frac{\alpha_1}{\gamma_{01}\gamma_{21}} [b_1 D_1^{02}(x) + c_1 D_1^{01}(x)] + \right. \\ \left. + \frac{\alpha_2}{\gamma_{02}\gamma_{12}} [b_2 D_2^{02}(x) + c_2 D_2^{01}(x)] \right\}; \quad (38)$$

$$A_2^{0,x_3} = \frac{\alpha_0 \rho}{2\pi \sinh 2\alpha_0 l} \left\{ \frac{\alpha_0}{\gamma_{10}\gamma_{20}} [b_0 D_0^{01}(x) + d_0 D_0^{02}(x)] + \right. \\ \left. + \frac{\alpha_1}{\gamma_{01}\gamma_{21}} [b_1 D_1^{01}(x) + d_1 D_1^{02}(x)] + \right. \\ \left. + \frac{\alpha_2}{\gamma_{02}\gamma_{12}} [b_2 D_2^{01}(x) + d_2 D_2^{02}(x)] \right\}. \quad (39)$$

Коэффициенты A_1^{1,x_3} и A_2^{1,x_3} обусловлены нагрузкой $I_{\text{п}}$, подключаемой к первому сооружению в точке $x = x_3$:

$$A_1^{1,x_3} = \frac{1}{2\gamma_{21}} [\beta_1 (a_1 R_2 R_{\text{п1}} (\beta_1) - \beta_1^2) - \\ - \beta_2 (a_2 R_2 R_{\text{п1}} (\beta_2) - \beta_2^2)]; \quad (40)$$

$$A_2^{1,x_3} = \frac{R_1}{2\gamma_{21}} [\beta_1 a_1 R_{\text{п12}} (\beta_1) e^{-\beta_1 (x-x_3)} - \\ - \beta_2 a_2 R_{\text{п12}} (\beta_2) e^{-\beta_2 (x-x_3)}]. \quad (41)$$

Коэффициенты A_1^{2,x_5} , A_2^{2,x_5} , A_1^{2,x_4} и A_2^{2,x_4} вызваны соответственно нагрузками I_d и $I_{\text{п}}$, подключенными на втором сооружении соответственно в точках $x = x_5$ и $x = x_4$:

$$A_1^{2,x_5} = \frac{R}{2\gamma_{21}} [\beta_1 a_1 R_{\text{п12}} (\beta_1) e^{-\beta_1 (x-x_5)} - \\ - \beta_2 a_2 R_{\text{п12}} (\beta_2) e^{-\beta_2 (x-x_5)}]; \quad (42)$$

$$A_2^{2,x_5} = \frac{1}{2\gamma_{21}} [\beta_1 (a_1 R_1 R_{\text{п12}} (\beta_1) - \beta_1^2) - \\ - \beta_2 (a_2 R_1 R_{\text{п12}} (\beta_2) - \beta_2^2)]. \quad (43)$$

После определения защитных токов по (34), (35), (32) и (33) определяется распределение плот-

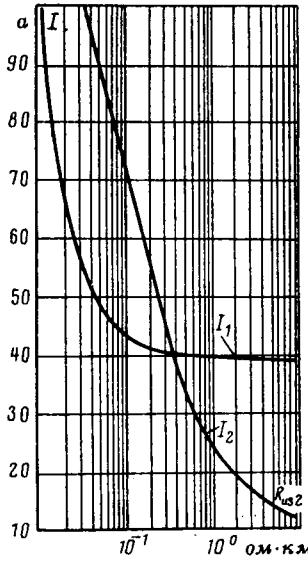


Рис. 5.

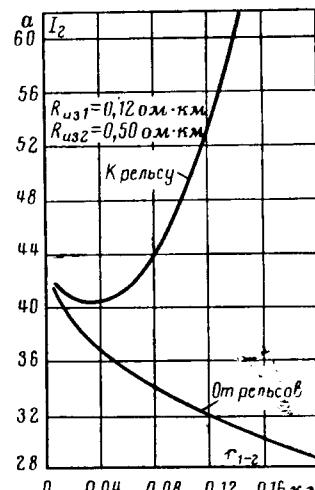


Рис. 6.

ности тока утечки по сооружениям после включения защиты. Сопротивление электродренажной защиты может быть определено как отношение разности потенциалов между рельсами и сооружением к току I_d . Сопротивление перемычки определяется аналогичным образом.

На основании теоретически выведенных закономерностей, характеризующих электродренажную защиту, выявлено влияние основных параметров системы на ток, необходимый для защиты каждого из подземных сооружений.

На рис. 5 приведены графики зависимости защитных токов для каждого из трубопроводов от значения R_{iz} второго трубопровода. Пока второй трубопровод имеет плохое состояние изоляционного покрытия, ток, необходимый для защиты первого трубопровода, относительно велик. С улучшением изоляции второго трубопровода защитный ток первого асимптотически стремится к значению, при котором обеспечивается защита одиночного трубопровода.

На рис. 6 показаны кривые изменения защитного тока второго трубопровода, имеющего $R_{iz} = 0,5 \text{ ом} \cdot \text{км}$ в зависимости от изменения расстояния между трубопроводами от 5 до 200 м. Этот график имеет две ветви: верхняя показывает изменение тока при перемещении трубопровода к рельсовому пути, нижняя — при его перемещении от рельсов. Приведенные зависимости могут облегчить технико-экономические расчеты при выборе оптимального варианта противокоррозионной защиты.

Катодная защита. Если совсем недавно катодные станции применялись исключительно для защиты трубопроводов и кабелей от почвенной коррозии вне зоны влияния блуждающих токов, то в последнее время область их применения значительно расширилась. Катодные станции устанавливаются в тех случаях, когда применение электрических дренажей не может обеспечить надежную защиту подземных сооружений, например, при значительном (свыше 800—1 000 м) удалении защищаемых сооружений от рельсового пути электрифицирован-

ного транспорта. Кроме того, известны случаи, когда подключение электродренажных устройств к рельсам железной дороги невозможно по условиям безопасности работы СЦБ, так как дренажи разрешается включать только через два путевых дросселя на третий.

Прежде чем приступить к расчету собственно катодной защиты, необходимо установить распределение плотностей тока утечки на подземных сооружениях при работе точечного заземлителя, к которому подключен один полюс источника тока. Расположим точечный заземлитель в произвольной точке грунта с координатами x_3, y_3 и z_3 .

Под действием точечного источника в сооружениях возникают токи $I_1(x)$ и $I_2(x)$. Приведем систему интегро-дифференциальных уравнений, описывающую распределение указанных токов

$$R_1 I_1 - R_{iz1} \frac{d^2 I_1}{dx^2} = \frac{-I_{sp}}{4\pi} \frac{d}{dx} \times \left[\frac{1}{V(x-x_3)^2 + r_{31}^2} + \frac{1}{V(x-x_3)^2 + R_{31}^2} \right] - \frac{\rho}{4\pi} \frac{d}{dx} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \frac{j_1(\xi) d\xi}{V(x-\xi)^2 + r_1^2} + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{j_1(\xi) d\xi}{V(x-\xi)^2 + (2h_1)^2} + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{j_2(\xi) d\xi}{V(x-\xi)^2 + r_{12}^2} + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{j_2(\xi) d\xi}{V(x-\xi)^2 + R_{12}^2} \right]; \quad (44)$$

$$R_2 I_2 - R_{iz2} \frac{d^2 I_2}{dx^2} = \frac{-I_{sp}}{4\pi} \frac{d}{dx} \times \left[\frac{1}{V(x-x_3)^2 + r_{32}^2} + \frac{1}{V(x-x_3)^2 + R_{32}^2} \right] - \frac{\rho}{4\pi} \frac{d}{dx} \left[\int_{-\infty}^{\infty} \frac{j_1(\xi) d\xi}{V(x-\xi)^2 + r_{12}^2} + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{j_1(\xi) d\xi}{V(x-\xi)^2 + R_{12}^2} + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{j_2(\xi) d\xi}{V(x-\xi)^2 + r_2^2} + \int_{-\infty}^{\infty} \frac{j_2(\xi) d\xi}{V(x-\xi)^2 + (2h_2)^2} \right]. \quad (45)$$

Введены новые обозначения:

r_{31} — расстояние от заземлителя до первого сооружения;

R_{31} — расстояние от заземлителя до зеркального отображения первого сооружения;

r_{32} и R_{32} — соответственно те же расстояния относительно второго сооружения.

В результате решения системы (44) и (45) получены распределения плотностей тока утечки на подземных сооружениях:

$$j_1^3(x) = \frac{I_{sp}}{4\pi V_{21}} [a_1 c_1 \zeta_1^{31}(x) + a_2 c_2 \zeta_2^{31}(x) - a_1 b_1 \zeta_1^{32}(x) - a_2 b_2 \zeta_2^{32}(x) - (a_1 c_1 - a_2 c_2) \times \left(\frac{1}{V(x-x_3)^2 + r_{31}^2} + \frac{1}{V(x-x_3)^2 + R_{31}^2} \right) + (a_1 b_1 - a_2 b_2) \left(\frac{1}{V(x-x_3)^2 + r_{32}^2} + \frac{1}{V(x-x_3)^2 + R_{32}^2} \right)]; \quad (46)$$

$$\begin{aligned} j_2^3(x) = & \frac{I_{\text{сп}}}{4\pi\gamma_{21}} [a_1 d_1 \zeta_1^{32}(x) + a_2 d_2 \zeta_2^{32}(x) - \\ & - a_1 b_1 \zeta_1^{31}(x) - a_2 b_2 \zeta_2^{31}(x) - (a_1 d_1 - a_2 d_2) \times \\ & \times \left(\frac{1}{\sqrt{(x-x_3)^2 + r_{32}^2}} + \frac{1}{\sqrt{(x-x_5)^2 + R_{32}^2}} \right) + \\ & + (a_1 b_1 - a_2 b_2) \left(\frac{1}{\sqrt{(x-x_3)^2 + r_{31}^2}} + \right. \\ & \left. + \frac{1}{\sqrt{(x-x_5)^2 + R_{31}^2}} \right)], \end{aligned} \quad (47)$$

где предварительно введена система обозначений:

$$\left. \begin{aligned} \zeta_1^{31}(x) = & \Omega [\beta_1(x-x_3); \beta_1 r_{31}] + \\ & + \Omega [\beta_1(x-x_3); \beta_1 R_{31}]; \\ \zeta_1^{32}(x) = & \Omega [\beta_1(x-x_3); \beta_1 r_{32}] + \\ & + \Omega [\beta_1(x-x_3); \beta_1 R_{32}]; \\ \zeta_2^{31}(x) = & \Omega [\beta_2(x-x_3); \beta_2 r_{31}] + \\ & + \Omega [\beta_2(x-x_3); \beta_2 R_{31}]; \\ \zeta_2^{32}(x) = & \Omega [\beta_2(x-x_3); \beta_2 r_{32}] + \\ & + \Omega [\beta_2(x-x_3); \beta_2 R_{32}]. \end{aligned} \right\} \quad (48)$$

На рис. 7 приведена расчетная схема катодной защиты двух подземных сооружений в поле ближайших токов. Здесь второе сооружение подключено непосредственно к катодной станции, а первое — ко второму перемычкой. В рассматриваемой системе возникает четыре дополнительных нагрузки: на первом сооружении I_n в точке $x=x_3$; на втором сооружении I_n в точке $x=x_4$, I_k в точке $x=x_5$ и в грунте в точке $x=x_3$ на расстоянии r_{31} от первого и r_{32} от второго подземных сооружений. Учет изменения распределения плотности тока утечки производится как и при электродренажной защите, по выражениям (32)–(35). При этом приращение плотности от точечного источника тока определяется по (46) и (47), а приращения от сосредоточенных нагрузок на самих сооружениях — по (30) и (31).

Приращения плотности токов утечки, вызванные включением катодной защиты, выражаются через токи катодной станции и перемычки, которые, в свою очередь, определяются из основного условия — обеспечения в точках подключения защиты определенного защитного потенциала:

$$I_k = \frac{\left(j_2^0 + \frac{u_{\text{заш}}}{R_{n32}} \right) (A_1^{1,x_3} + A_2^{2,x_4}) -}{(A_1^{1,x_3} + A_2^{2,x_4})(A_2^{2,x_5} + A_2^3)} \dots \rightarrow$$

$$\leftarrow \dots \frac{-\left(j_1^0 + \frac{u_{\text{заш}}}{R_{n31}} \right) (A_1^{1,x_3} + A_1^{2,x_4})}{-(A_2^{1,x_3} + A_2^{2,x_4})(A_1^{2,x_5} + A_1^3)}; \quad (49)$$

$$I_n = \frac{\left(j_1^0 + \frac{u_{\text{заш}}}{R_{n31}} \right) (A_2^{2,x_5} + A_2^3) -}{(A_1^{1,x_3} + A_2^{2,x_4})(A_2^{2,x_5} + A_2^3)} \dots \rightarrow$$

$$\leftarrow \dots \frac{-\left(j_2^0 + \frac{u_{\text{заш}}}{R_{n32}} \right) (A_2^{2,x_5} + A_1^3)}{-(A_2^{1,x_3} + A_2^{2,x_4})(A_1^{2,x_5} + A_1^3)}. \quad (50)$$

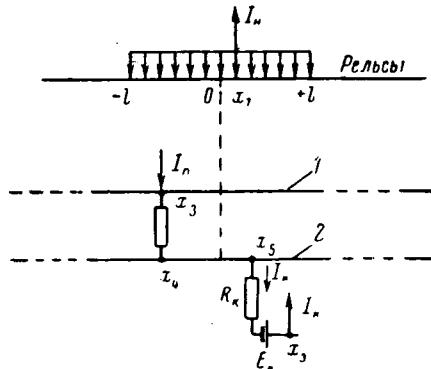


Рис. 7.

В (49) и (50) j_1^0 и j_2^0 — плотности тока утечки соответственно с первого и второго подземных сооружений до включения защиты (в точках $x=x_3$ на первом и $x=x_5$ на втором сооружениях).

Коэффициенты A_2^{2,x_5} , A_1^{2,x_5} , A_1^{2,x_4} и A_2^{2,x_4} определяются по (42) и (43); коэффициенты A_1^{1,x_3} и A_2^{1,x_3} — по (40) и (41), а коэффициенты A_1^3 и A_2^3 определяются из выражений:

$$A_1^3 = \frac{\rho}{4\pi\gamma_{21}} \left\{ a_1 c_1 \zeta_1^{31}(x=x_3) + a_2 c_2 \zeta_2^{31}(x=x_3) - \right. \\ - a_1 b_1 \zeta_1^{32}(x=x_3) - a_2 b_2 \zeta_2^{32}(x=x_3) - \\ - (a_1 c_1 - a_2 c_2) \left(\frac{1}{\sqrt{(x_3-x_3)^2 + r_{31}^2}} + \right. \\ \left. + \frac{1}{\sqrt{(x_3-x_3)^2 + R_{31}^2}} \right) + (a_1 b_1 - a_2 b_2) \times \\ \times \left(\frac{1}{\sqrt{(x_3-x_3)^2 + r_{32}^2}} + \frac{1}{\sqrt{(x_3-x_3)^2 + R_{32}^2}} \right) \}. \quad (51)$$

$$A_2^3 = \frac{\rho}{4\pi\gamma_{21}} \left\{ a_1 d_1 \zeta_1^{32}(x=x_5) + a_2 d_2 \zeta_2^{32}(x=x_5) - \right. \\ - a_1 b_1 \zeta_1^{31}(x=x_5) - a_2 b_2 \zeta_2^{31}(x=x_5) - \\ - (a_1 d_1 - a_2 d_2) \left(\frac{1}{\sqrt{(x_5-x_5)^2 + r_{32}^2}} + \right. \\ \left. + \frac{1}{\sqrt{(x_5-x_5)^2 + R_{32}^2}} \right) + (a_1 b_1 - a_2 b_2) \times \\ \times \left(\frac{1}{\sqrt{(x_5-x_5)^2 + r_{13}^2}} + \frac{1}{\sqrt{(x_5-x_5)^2 + R_{13}^2}} \right) \}. \quad (52)$$

Сопротивление перемычки определяется так же, как и в случае электродренажной защиты; э. д. с. источника питания катодной станции при совместной защите

$$E_k = I_n R_n + I_k (R_k + R_{bx}^3) + \varphi_s^0 + \varphi_2^0(x=x_5), \quad (53)$$

где R_k — суммарное внутреннее сопротивление катодной станции; R_{bx}^3 — входное сопротивление анодного заземлителя; φ_s^0 — потенциал земли в точке расположения анодного заземлителя до включения защиты; $\varphi_2^0(x=x_5)$ — потенциал второго подземного сооружения до защиты в точке подключения дренажного кабеля.

Экспериментальная проверка. В целях экспериментальной проверки полученных аналитических зависимостей произведены проверочные расчеты реально существующих устройств электродренажной и катодной защиты двух параллельно проложенных подземных металлических сооружений. Были использованы результаты экспериментальных измерений на двух магистральных нефтепроводах, а также данные коррозионных измерений на участках сооружений Саратова.

На первом этапе экспериментальной проверки были рассчитаны потенциалы трубопроводов до включения защиты; результаты расчетов сравнивались с данными полевых измерений. Максимальное расхождение сравниваемых значений разности потенциалов сооружение — земля в основном не превышало 25 %. Далее, по предложенной в статье методике проводился расчет электрозащитных устройств и определялось распределение потенциала вдоль сооружений при включенной системе защиты. Результаты расчета также сравнивались с данными эксперимента.

В качестве примера в таблице приведены результаты расчетов и экспериментальные данные по участку двух трубопроводов при включенной совместной катодной защите.

Защита трубопроводов на данном участке обеспечивается при токах катодной станции $I_k = 45 \text{ а}$; диаметр первого трубопровода 720 мм , второго — 530 мм , удельное сопротивление грунта $\rho =$

Пункт измерения	Трубопровод 1				Трубопровод 2			
	без защиты		с защитой		без защиты		с защитой	
	опыт	расчет	опыт	расчет	опыт	расчет	опыт	расчет
1	-0,05	-0,031	-0,28	-0,351	-0,05	-0,072	-0,30	-0,342
2	+0,05	+0,050	-0,40	-0,433	+0,05	+0,051	-0,37	-0,413
3	+0,18	+0,201	-0,50	-0,522	+0,20	+0,232	-0,50	-0,454
4	+0,30	+0,252	-0,81	-0,974	+0,34	+0,278	-0,85	-0,841
5	+0,26	+0,211	-2,15	-2,065	+0,28	+0,243	-2,10	-1,982
6	+0,10	+0,085	-1,25	-1,134	+0,12	+0,101	-1,20	-1,021
7	0,0	-0,004	-0,79	-0,721	0,0	-0,005	-0,80	-0,697
8	-0,05	-0,054	-0,42	-0,532	-0,07	-0,063	-0,50	-0,513
9	-0,07	-0,078	-0,35	-0,375	-0,07	-0,083	-0,35	-0,315

=0,07 $\text{ом} \cdot \text{км}$, расстояние от электрифицированной железной дороги до первого трубопровода 2,90 км , а между трубопроводами — 15 м .

Литература

1. Стрижевский И. В., Теория и расчет дренажной и катодной защиты магистральных трубопроводов от коррозии бурлящими токами, Гостоптехиздат, 1963.

2. Гюнтер Н. М., Теория потенциалов и ее применение к основным задачам математической физики, Гостехиздат, 1953.

3. Снеддон И., Преобразования Фурье, Изд-во иностр. лит., 1955.

4. Sunde E. D., Earth Conduction Effects in Transmission systems, van Nostrand, New — York — Toronto, 1949.

[3.12.1969]



УДК 621.316.35.013

Электромагнитные силы, действующие в экранах пофазно-экранированного трехфазного токопровода

Канд. техн. наук И. Ф. КУЗНЕЦОВ и инж. Г. Н. ЦИЦИКЯН

Ленинградский политехнический институт им. М. И. Калинина

Для передачи энергии от мощных генераторов (200—500 Мвт) к высоковольтным трансформаторам, как правило, применяются пофазно-экранированные токопроводы. Определение электромагнитных характеристик таких токопроводов осложнено необходимостью учета всего своеобразия в распределении магнитного поля ввиду того, что современные мощные токопроводы обладают значительными геометрическими размерами при относительно малых расстояниях между отдельными токоведущими элементами.

В статье проводится расчет электромагнитных сил, действующих на экраны пофазно-экранированного трехфазного токопровода (рис. 1) при следующих упрощающих предположениях: магнитное поле плоскопараллельно; экраны колпачковой формы сечения выполнены из хорошо проводящего материала с малой толщиной стенки; размеры сечений токоведущих проводов малы по сравнению с диаметром экрана, и токи в проводах изменяются по

синусоидальному закону, образуя симметричную систему.

На рис. 1 введены обозначения: D — расстояние между осями проводов соседних фаз, R — средний радиус экранов, h — толщина стенки, θ — текущая координата точки вдоль контура радиуса R ; индекс I относится к экранированным областям, индекс II — к области, внешней по отношению к экранам.

При малой толщине стенки h можно использовать представление о поверхности плотности вихревых токов σ . Тогда для выделенного на рис. 1 элемента сечения экрана будем иметь:

$$B_{\theta}^{\text{II}} - B_{\theta}^{\text{I}} = \mu_0 \gamma h E = - \mu_0 \gamma h \frac{\partial A}{\partial t}, \quad (1)$$

где B_{θ}^{II} и B_{θ}^{I} — касательные составляющие магнитной индукции на поверхности экрана с внешней и внутренней ее стороны; E — напряженность электрического поля в экране; A — векторный потенциал.

Выразим B_θ через векторный потенциал. Границное условие (1) при $r=R$ в комплексной форме записи может быть представлено в виде:

$$\left(\frac{\partial \vec{A}^I}{\partial r} - \frac{\partial \vec{A}^{II}}{\partial r} \right)_{r=R} = -j\omega\mu_0\gamma h \vec{A}^{II} = -j\omega\mu_0\gamma h \vec{A}^I = -j\omega\mu_0\gamma h \vec{A}. \quad (2)$$

На первом этапе анализ магнитного поля проведем без учета эффекта близости экранов. Определим векторный потенциал поля линейных проводов с трехфазной системой токов и одного экрана, показанных на рис. 2, где приведены две расчетные схемы. Обозначения r_A , r_B и r_C введены для расстояний от осей проводов до произвольной точки с координатами (r, θ) . Условные положительные направления всех токов указаны на рис. 2.

Векторные потенциалы \vec{A}^I и \vec{A}^{II} в соответствии с расчетной схемой с экраном фазы C запишем в виде:

$$\begin{aligned} \vec{A}^I &= -\frac{\mu_0 I_C}{2\pi} \ln r + \sum_{n=0}^{\infty} \dot{B}_n r^n \cos n\theta; \\ \vec{A}^{II} &= -\frac{\mu_0 I_C}{2\pi} \ln r - \frac{\mu_0 I_A}{2\pi} \ln r_A - \\ &- \frac{\mu_0 I_B}{2\pi} \ln r_B + \sum_{n=0}^{\infty} \dot{C}_n r^{-n} \cos n\theta, \end{aligned}$$

где сумма

$$\sum_{n=0}^{\infty} \dot{C}_n r^{-n} \cos n\theta$$

представляет собой векторный потенциал в области II от вихревых токов, а сумма

$$\sum_{n=0}^{\infty} \dot{B}_n r^n \cos n\theta$$

определяет векторный потенциал в области I от токов I_A , I_B и вихревых токов. Неизвестные коэффициенты \dot{B}_n и \dot{C}_n находятся из уравнений (2). Для этого расстояния r_A и r_B нужно выразить через D , r , θ и логарифмические функции разложить в известный тригонометрический ряд при $r < D$.

Выражение для \vec{A}^{II} при $r < D$ имеет вид:

$$\begin{aligned} \vec{A}^{II} &= -\frac{\mu_0 I_C}{2\pi} \ln \frac{r}{R} + \frac{\mu_0 I_B}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left(\frac{r}{D} \right)^n (-1)^n \cos n\theta + \\ &+ \frac{\mu_0 I_A}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left(\frac{r}{2D} \right)^n (-1)^n \cos n\theta - \\ &- \frac{\mu_0 I_B}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{j p}{(n+jp)} n \left(\frac{R^2}{Dr} \right)^n (-1)^n \cos n\theta - \\ &- \frac{\mu_0 I_A}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{j p}{(n+jp)} n \left(\frac{R^2}{2Dr} \right)^n (-1)^n \cos n\theta, \quad (3) \end{aligned}$$

где два последних члена, в которых безразмерная величина $p = \frac{\omega\mu_0\gamma Rh}{2}$, характеризуют магнитное поле, созданное вихревыми токами.

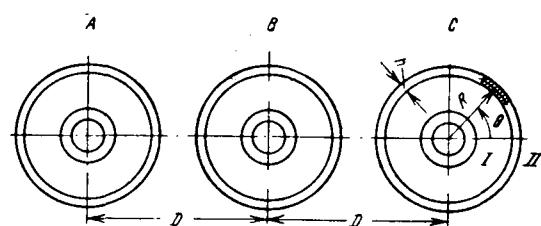


Рис. 1.

Аналогично определяется векторный потенциал \vec{A}^{II} в соответствии с расчетной схемой с экраном фазы B (рис. 2).

Заметим, что для реальных экранов кольцевой формы сечения величина p практически всегда больше 20.

На втором этапе анализа магнитного поля в целях упрощения задачи учета эффекта близости экранов можно поступить следующим образом. На оси провода с током I_A определяется магнитная индукция $\dot{B}_{|r=2D}^{(C)}$ от тока I_C и вихревых токов экрана фазы C и магнитная индукция $\dot{B}_{|r=D}^{(B)}$ от тока I_B и вихревых токов экрана фазы B . Затем в плоскости расположения осей проводов линейные токи подбираются так, чтобы действие вихревых токов и тока в экранированном проводе на провод с током I_A в каждом из указанных случаев можно было бы заменить действием одного линейного тока. Так, например, эквивалентный линейный ток $I_C e^{j\psi_C}$ на расстоянии $2D_C$ от оси провода с током I_A должен создавать индукцию

$$\dot{B}_{|r=2D}^{(C)} = \frac{\mu_0 I_C e^{j\psi_C}}{4\pi D_C},$$

для которой при $p > 20$ с достаточной точностью нетрудно получить выражение:

$$\dot{B}_{|r=2D}^{(C)} = \frac{\mu_0 I_C}{4\pi D} - \frac{\mu_0 I_B}{4\pi D} \frac{m^2}{2-m^2} - \frac{\mu_0 I_A}{4\pi D} \frac{m^2}{4-m^2},$$

где $m = R/D$.

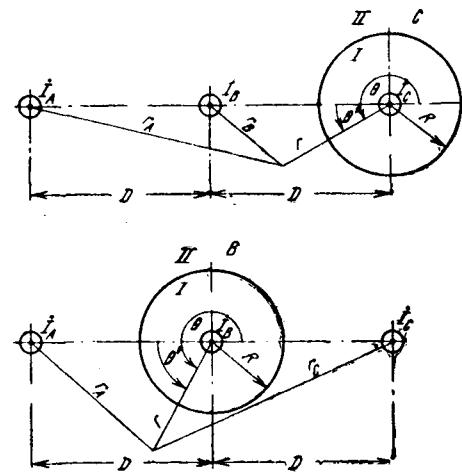


Рис. 2.

Отсюда находим:

$$\left. \begin{aligned} \psi_C &= \mp \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{3}m^2}{8-3m^2}; \\ D_C &\approx D \sqrt{1 - \frac{3}{4} m^2} \approx D \left(1 - \frac{3}{8} m^2\right). \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Знак минус в выражении для ψ_C соответствует прямому порядку следования фаз, знак плюс — обратному.

Для линейного тока $I_B e^{j\phi_B}$ на расстоянии D_B от оси провода с током I_A , эквивалентного току I_B и вихревым током экрана фазы B , при $p > 20$ выражения, аналогичные (4), имеют вид:

$$\left. \begin{aligned} \psi_B &= \mp \operatorname{arctg} \sqrt{3}m^2; \\ D_B &\approx D \left(1 - \frac{5}{2} m^4\right). \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Для учета эффекта близости экранов поместим экран и провод фазы A в магнитное поле эквивалентных линейных токов $I_B e^{j\phi_B}$ и $I_C e^{j\phi_C}$, расположенных на расстояниях D_B и $2D_C$ от оси провода с током I_A (рис. 3). На том же рисунке показано, что экран и провод фазы B следует поместить в магнитное поле линейных токов $I_A e^{\pm j\phi_A}$ и $i_C e^{\mp j\phi_A}$ на расстоянии D_2 в разные стороны от оси провода с током I_B , где

$$\left. \begin{aligned} \psi_2 &= \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{3}m^2}{4-3m^2}; \\ D_2 &\approx D \left(1 - \frac{3}{4} m^2\right). \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Определим векторный потенциал \vec{A}^H в соответствии с расчетной схемой с экраном фазы A (рис. 3). Величина ψ_C сравнительно мала, поэтому $e^{j\phi_C} \approx 1$. При $r < D_B$ для области II имеем:

$$\begin{aligned} \vec{A}^H = & -\frac{\mu_0 I_A}{2\pi} \ln \frac{r}{R} + \frac{\mu_0 I_B e^{j\phi_B}}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left(\frac{r}{D_B}\right)^n \cos n\theta + \\ & + \frac{\mu_0 I_C}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \left(\frac{r}{2D_C}\right)^n \cos n\theta - \\ & - \frac{\mu_0 I_B e^{j\phi_B}}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{ip}{(n+ip)n} \left(\frac{R^2}{D_B r}\right)^n \cos n\theta - \\ & - \frac{\mu_0 I_C}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{ip}{(n+ip)n} \left(\frac{R^2}{2D_C r}\right)^n \cos n\theta, \end{aligned} \quad (7)$$

где два последних члена характеризуют собой магнитное поле, созданное вихревыми токами.

Значения магнитной индукции на осях эквивалентных токов от тока I_A и вихревых токов экрана фазы A при $p > 20$ определяются выражениями:

$$\left. \begin{aligned} \vec{B} \Big|_{r=D_B}^{(A)} &= \frac{\mu_0 I_A}{2\pi D_B} - \frac{\mu_0 I_B e^{j\phi_B}}{2\pi D_B} \frac{m_B^2}{1-m_B^2} - \\ & - \frac{\mu_0 I_C}{2\pi D_B} \frac{m_C m_B}{2-m_C m_B}; \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

$$\left. \begin{aligned} \vec{B} \Big|_{r=2D_C}^{(A)} &= \frac{\mu_0 I_A}{4\pi D_C} - \frac{\mu_0 I_B e^{j\phi_B}}{4\pi D_C} \frac{m_C m_B}{2-m_C m_B} \\ & - \frac{\mu_0 I_C}{4\pi D_C} \frac{m_C^2}{4-m_C^2}, \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

где $m_B = \frac{R}{D_B}$; $m_C = \frac{R}{D_C}$.

По (8) и (9) можно найти мгновенные значения сил $\vec{f}_\sim^{B(A)}$ и $\vec{f}_\sim^{C(A)}$, действующих на эквивалентные токи со стороны тока I_A и вихревых токов в экране фазы A . Значение результирующей силы f_\sim^A , действующей на экран фазы A , нетрудно получить по результату определения сил $\vec{f}_\sim^{B(A)}$ и $\vec{f}_\sim^{C(A)}$ (действие равно противодействию), поскольку при $p > 20$ можно считать, что магнитное поле вихревых токов полностью вытесняет магнитное поле эквивалентных токов внутри экранированной области и, следовательно, электромагнитная сила приложена только к экрану фазы A .

Для закона изменения токов:

$$\left. \begin{aligned} i_A &= I_m \cos \omega t; \quad i_B = I_m \cos \left(\omega t \mp \frac{2\pi}{3}\right); \\ i_C &= I_m \cos \left(\omega t \pm \frac{2\pi}{3}\right) \end{aligned} \right\}$$

получим:

$$\begin{aligned} f_\sim^A = & - (f_\sim^{B(A)} + f_\sim^{C(A)}) = \frac{\mu_0 I^2}{2\pi D_B} \times \\ & \times \left[\cos \left(2\omega t \mp \frac{2\pi}{3} \mp \operatorname{arctg} \sqrt{3}m^2\right) - \right. \\ & - \frac{m_B^2}{1-m_B^2} \cos \left(2\omega t \pm \frac{2\pi}{3} \mp 2 \operatorname{arctg} \sqrt{3}m^2\right) - \\ & - \frac{m_C m_B}{2-m_C m_B} \cos (2\omega t \mp \operatorname{arctg} \sqrt{3}m^2) \left. \right] + \\ & + \frac{\mu_0 I^2}{4\pi D_C} \left[\cos \left(2\omega t \pm \frac{2\pi}{3}\right) - \right. \\ & - \frac{m_C m_B}{2-m_C m_B} \cos (2\omega t \mp \operatorname{arctg} \sqrt{3}m^2) - \\ & - \frac{m_C^2}{4-m_C^2} \cos \left(2\omega t \pm \frac{2\pi}{3}\right) \left. \right] + \\ & + \frac{\mu_0 I^2}{2\pi D_B} \left[\cos \left(\frac{2\pi}{3} + \operatorname{arctg} \sqrt{3}m^2\right) - \right. \\ & - \frac{m_B^2}{1-m_B^2} - \frac{m_C m_B}{2-m_C m_B} \cos \left(\frac{2\pi}{3} - \operatorname{arctg} \sqrt{3}m^2\right) \left. \right] - \\ & - \frac{\mu_0 I^2}{4\pi D_C} \left[0,5 + \frac{m_C m_B}{2-m_C m_B} \times \right. \\ & \times \cos \left(\frac{2\pi}{3} - \operatorname{arctg} \sqrt{3}m^2\right) \left. \right] + \frac{m_C^2}{4-m_C^2}. \end{aligned} \quad (10)$$

Если экраны исключить из рассмотрения, то выражения для мгновенного и максимального значений силы f_\sim^A , действующей на линейный провод с током I_A (рис. 2), имели бы вид:

$$f_{\perp}^A = \frac{\mu_0 I^2}{2\pi D} \cos \left(2\omega t \mp \frac{2\pi}{3} \right) + \\ + \frac{\mu_0 I^2}{4\pi D} \cos \left(2\omega t \pm \frac{2\pi}{3} \right) - \frac{3}{8} \frac{\mu_0 I^2}{\pi D}; \quad (11)$$

$$f_{\perp \max}^A = 1,615 \frac{\mu_0 I^2}{2\pi D}. \quad (12)$$

На основании (10) и (12) для соотношения максимальных значений сил $f_{\sim \max}$ и $f_{\perp \max}$ крайних фаз на рис. 4 построена зависимость от m (кривая 2).

Определение электромагнитных сил, действующих на экран фазы B (рис. 3), также начнем с записи выражения A^B :

$$A^B = -\frac{\mu_0 I_B}{2\pi} \ln \frac{r}{R} + \frac{\mu_0 I_A e^{\pm j\psi_2}}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \times \\ \times \left(\frac{r}{D_2} \right)^n (-1)^n \cos n\theta + \frac{\mu_0 I_C e^{\mp j\psi_2}}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \times \\ \times \left(\frac{r}{D_2} \right)^n \cos n\theta - \frac{\mu_0 I_A e^{\pm j\psi_2}}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{j_p}{(n+j_p)n} \times \\ \times \left(\frac{R^2}{D_2 r} \right)^n (-1)^n \cos n\theta - \frac{\mu_0 I_C e^{\mp j\psi_2}}{2\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{j_p}{(n+j_p)n} \times \\ \times \left(\frac{R^2}{D_2 r} \right)^n \cos n\theta. \quad (13)$$

На осях эквивалентных токов магнитная индукция от тока I_B и вихревых токов при $p > 20$ определяется выражениями:

$$\dot{B}_{|r=D_2}^{(B)} = \frac{\mu_0 I_B}{2\pi D_2} + \frac{\mu_0 I_A e^{\pm j\psi_2}}{2\pi D_2} \frac{m_2^2}{1+m_2^2} - \\ - \frac{\mu_0 I_C e^{\mp j\psi_2}}{2\pi D_2} \frac{m_2^2}{1-m_2^2}; \quad (14)$$

$$\dot{B}_{|\theta=\pi}^{(B)} = \frac{\mu_0 I_B}{2\pi D_2} - \frac{\mu_0 I_A e^{\pm j\psi_2}}{2\pi D_2} \frac{m_2^2}{1-m_2^2} + \\ + \frac{\mu_0 I_C e^{\mp j\psi_2}}{2\pi D_2} \frac{m_2^2}{1+m_2^2}, \quad (15)$$

где $m_2 = \frac{R}{D_2}$.

Искомое выражение для силы f_{\sim}^B имеет вид:

$$f_{\sim}^B = -(f_{\sim}^{C(B)} - f_{\sim}^{A(B)}) = \frac{\mu_0 I^2}{2\pi D_2} \left\{ \cos \left(2\omega t \mp \psi_2 \right) - \right. \\ - \cos \left(2\omega t \mp \frac{2\pi}{3} \pm \psi_2 \right) - \\ - \frac{m_2^2}{1-m_2^2} \left[\cos \left(2\omega t \mp \frac{2\pi}{3} \mp 2\psi_2 \right) - \right. \\ \left. \left. - \cos \left(2\omega t \pm 2\psi_2 \right) \right] \right\}. \quad (16)$$

Выражения для мгновенного и максимального значений силы f_{\perp}^B имели бы вид:

$$f_{\perp}^B = \frac{\mu_0 I^2}{2\pi D} \left[\cos 2\omega t - \cos \left(2\omega t \mp \frac{2\pi}{3} \right) \right]; \quad (17)$$

$$f_{\perp \max}^B = \sqrt{3} \frac{\mu_0 I^2}{2\pi D} \quad (18)$$

На рис. 4 (кривая 3) приведена зависимость отношения $f_{\sim \max}^B / f_{\perp \max}^B$ от m .

Обратим внимание на тот факт, что (16) и (17) не содержат постоянной составляющей во времени. Это означает, что средние за период значения сил, действующих на фазу B , равны нулю.

Для проверки полученных результатов на специальной установке, моделирующей токопровод, были измерены средние за период электромагнитные силы, действующие на экраны крайних фаз.

Соотношение для средних за период значений электромагнитных сил F_{\sim} и F_{\perp} , вытекающее из (10) и (11), имеет вид:

$$\frac{F_{\sim}}{F_{\perp}} = -\cdot \frac{4}{3} \left\{ \frac{D}{D_B} \left[\cos \left(\frac{2\pi}{3} + \operatorname{arctg} \sqrt{3}m^2 \right) - \right. \right. \\ - \frac{m_B^2}{1-m_B^2} - \frac{m_C m_B}{2-m_C m_B} \cos \left(\frac{2\pi}{3} - \operatorname{arctg} \sqrt{3}m^2 \right) \left. \right] - \\ - 0,5 \frac{D}{D_C} \left[0,5 + \frac{m_C m_B}{2-m_C m_B} \times \right. \\ \left. \times \cos \left(\frac{2\pi}{3} - \operatorname{arctg} \sqrt{3}m^2 \right) + \frac{m_C^2}{4-m_C^2} \right]. \quad (19)$$

На рис. 4 (кривая 1) показана зависимость отношения F_{\sim}/F_{\perp} от m . Крестиками обозначены экспериментальные точки. Экспериментальные точки, полученные при $p=18$, располагаются к кривой 1 достаточно близко (погрешность не более 5%).

Для полного анализа электромагнитных сил необходимо выявить еще и характер распределения сил вдоль контура сечения экранов. Силы, приложенные к отдельным элементам, могут оказаться существенно различными.

Общие теоретические принципы анализа электромагнитных сил [Л. 1 и 2] приводят к следующим

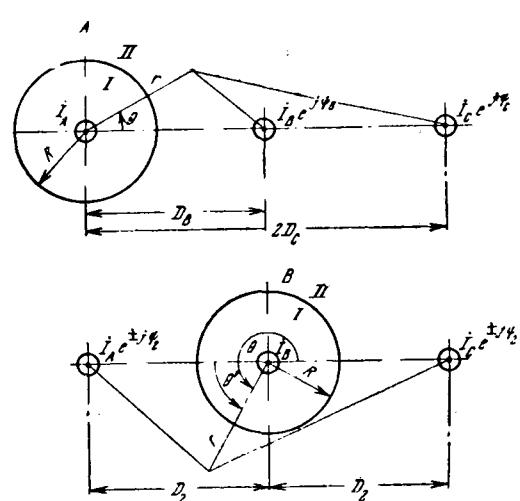


Рис. 3.

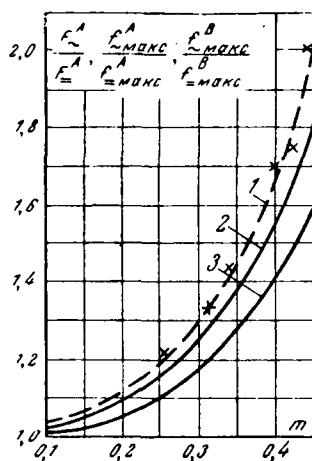


Рис. 4.

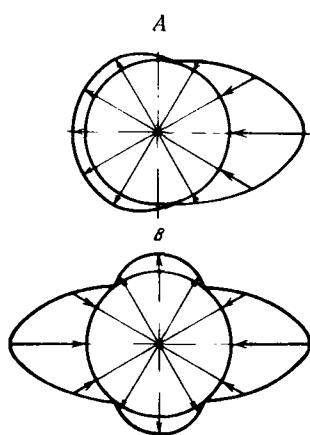


Рис. 5.

простым выражениям для составляющих электромагнитной силы F' , приходящейся на единицу площади поверхности рассматриваемых здесь тонкостенных экранов:

$$\left. \begin{aligned} f'_\theta &= \sigma B_r; \\ f'_r &= -\sigma \frac{B_\theta^{II} + B_\theta^I}{2}. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Поскольку ρ обычно больше 20, то радиальной составляющей магнитной индукции можно пренебречь. Следовательно, единственная составляющая магнитной индукции B_θ^I в области I при $r=R$ (рис. 3) будет определяться только током в экранированном проводе. Согласно (1), (2), (7), (13) и (20) для среднего во времени значения F' в экранах фаз A и B будем иметь:

$$\left. \begin{aligned} F'_A &= -\frac{\mu_0 I^2}{8\pi^2 R^2} \left\{ \frac{\left(m_C \cos \theta - \frac{1}{2} m_C^2 \right) \left(1 - \frac{1}{4} m_C^2 \right)}{\left(1 - m_C \cos \theta + \frac{1}{4} m_C^2 \right)^2} + \right. \\ &\quad \left. + 4 \frac{m_B \cos \theta - m_B^2}{1 - 2m_B \cos \theta + m_B^2} \left[\frac{m_B \cos \theta - m_B^2}{1 - 2m_B \cos \theta + m_B^2} - \right. \right. \end{aligned} \right\}$$

$$\left. \begin{aligned} &- \cos \left(\frac{2\pi}{3} + \arctg \sqrt{3} m^2 \right) + \frac{m_C \cos \theta - \frac{1}{2} m_C^2}{1 - m_C \cos \theta + \frac{1}{4} m_C^2} \times \\ &\quad \times \cos \left(\frac{2\pi}{3} - \arctg \sqrt{3} m^2 \right) \right\}; \quad (21) \end{aligned}$$

$$\left. \begin{aligned} F'_B &= -\frac{\mu_0 I^2}{8\pi^2 R^2} \left\{ 4m^2 \left[\left(\frac{\cos \theta + m_2}{1 + 2m_2 \cos \theta + m_2^2} \right)^2 + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + \left(\frac{\cos \theta - m_2}{1 - 2m_2 \cos \theta + m_2^2} \right)^2 + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + 2 \frac{(1 - 2 \cos^2 \theta + m_2^2) \cos \left(\frac{2\pi}{3} + \psi_2 \right) - }{(1 + 2m_2 \cos \theta + m_2^2) \times} \dots \rightarrow \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - (\cos^2 \theta - m_2^2) \cos \left(\frac{2\pi}{3} - 2\psi_2 \right) \right] \right\}. \quad (22) \right. \end{aligned}$$

На рис. 5 построены эпюры распределения сил F' при $m=0.4$. Как видно из рис. 5, силы, действующие в экране фазы B, уравновешены в среднем во времени. Наибольшие значения F' получаются в точках, отвечающих кратчайшему расстоянию между экранами.

Вывод. При определении результирующих сил, действующих на экраны пофазно-экранированного трехфазного токопровода, рекомендуется пользоваться кривыми рис. 4. Анализ распределения средних во времени электромагнитных сил вдоль контуров сечений экранов, следует производить по (21) и (22).

Литература

- Стреттон Дж. А., Теория электромагнетизма, Гостехиздат, 1948.
- Тамм И. Е., Основы теории электричества, Гостехиздат, 1946.

[22.1.1970]

УДК 621.315.618.9.015.51

Электрическая прочность водорода в однородном поле при высоком давлении

В. И. ЛЕВИТОВ, А. Г. ЛЯПИН, Ю. Н. СЕМЕНОВ и В. Г. ТИЛИК

Энергетический институт им. Г. М. Кржижановского

Успехи, достигнутые в последнее время в разработке и создании эффективных и надежных высоковольтных электростатических генераторов с жестким ротором, в которых в качестве основной изоляционной среды используется водород, существенно усилили интерес к изучению электрической прочности водорода при высоких давлениях. Известно относительно большое количество работ, посвященных

исследованию пробоя водорода в однородном поле [Л. 1—3], однако, до сих пор оставался неопределенным достаточно четко в количественном отношении тот диапазон давлений газа p и межэлектродных расстояний S , для которых выполняется закон подобия разрядов (для однородного поля — закон Пашена).

Следует отметить также, что и для области па-

раметров, где заведомо выполняется закон подобия, экспериментальные разрядные характеристики, полученные различными исследователями не всегда удовлетворительно согласуются друг с другом. Это обстоятельство затрудняет возможность использования этих данных (характеристик) при решении практических вопросов, возникающих при создании изоляционных конструкций с использованием сжатого водорода. Кроме того, при определении характеристик сжатых газов необходимо иметь достаточно обоснованную методику исследования разрядных параметров газа, которые могут найти практическое использование в аппаратах и установках высокого напряжения.

Вышеуказанные причины и побудили выполнить достаточно подробное исследование пробоя водорода в однородном электрическом поле. При экспериментах использовался технический водород, которым обычно заполняются электростатические генераторы.

Для выполнения опытов была изготовлена специальная камера давления — труба из нержавеющей стали с внутренним диаметром 272 мм и длиной 547 мм и два фланца, в один из которых вмонтирован высоковольтный ввод, позволяющий подавать на исследуемый промежуток постоянное напряжение до 250 кВ.

Промежуток образовывался с помощью электродов, диаметр плоской части которых составлял 30 мм и 60 мм при максимальном диаметре 60 мм и 105 мм соответственно. Профиль краев электродов был выполнен соответствующим эквипотенциалам плоского конденсатора с $\psi = \pi/2$ для $S = 3,0$ см, что обеспечивало наибольшее значение напряженности электрического поля в центральной плоской части электродов. Для проведенных опытов электроды изготавливались из нержавеющей стали, никеля, меди и дюралюминия. В контрольных опытах использовались также хромированные электроды.

Перед каждой серией опытов электроды тщательно полировались, а затем обезжиривались спиртом. После установки их в камере и укрепления фланцев вся система вакуумировалась до 10^{-2} мм рт. ст. и выдерживалась в таком состоянии некоторое время (до одного часа). Перед заполнением камеры рабочей порцией газа, в которой и осуществлялись разряды, камера предварительно трижды «промывалась» осущенным и очищенным водородом.

Как и для любого экспериментального исследования прежде всего возникал вопрос о получении повторяющихся, стабильных опытных данных (результатов), так как только при этих условиях возможно сопоставление и анализ результатов, полученных при различных параметрах проведения опытов (в данном случае при различных длинах промежутков и различных давлениях газа). Для этого необходимо было прежде всего установить то минимальное количество единичных опытов, которые позволили бы определить с достаточной надежностью величину среднего значения пробивного напряжения для данного значения параметров. Проведение соответствующих экспериментов показало следующее (рис. 1):

пробивные напряжения при первых пробоях про-

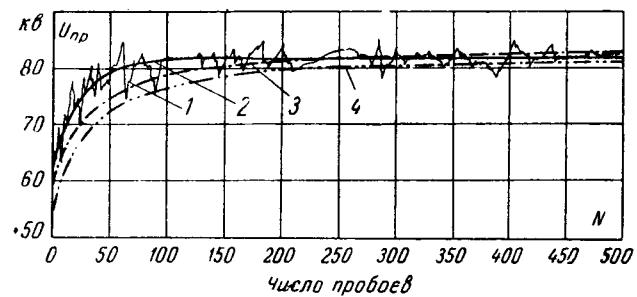


Рис. 1. Зависимость пробивного напряжения от числа пробоев для промежутка длиной $S = 1$ см при давлении $p = 7$ атм.

$1 - U_{\text{пр}} = f(N)$, электроды хромированные; $2 - \bar{U}_{\text{пр}} = f(N)$, электроды хромированные; $3 - \bar{\bar{U}}_{\text{пр}} = f(N)$, электроды из нержавеющей стали; $4 - \bar{\bar{\bar{U}}}_{\text{пр}} = f(N)$, электроды медные.

межутка существенно ниже пробивных напряжений, которые получаются после осуществления нескольких десятков пробоев;

количество пробоев, необходимое для достижения устойчивого среднего значения пробивного напряжения, оказывается зависящим от материала электрода.

На рис. 1 для случая хромированных электродов дана зависимость единичных значений пробивных напряжений от номера опыта N (кривая 1).

Согласно приведенным на рис. 1 данным наиболее быстрый рост пробивных напряжений наблюдается при осуществлении первых нескольких десятков пробоев. Поэтому при выполнении всех дальнейших исследований перед началом определения пробивных напряжений промежутки всегда подвергались не менее чем пятидесяти предварительным или тренирующим пробоям. Важно заметить, что такая тренировка промежутков имеет место только в случаях, когда в результате пробоев не возникает достаточно мощной дуги, приводящей к эрозии электродов. Поэтому во всех опытах последовательно с испытуемым промежутком было включено активное сопротивление величиной 10 Мом.

Для хромированных электродов предварительная тренировка пятью десятками разрядов практически приводит уже к установленвшемуся значению среднего пробивного напряжения. Поэтому в основных опытах для определения $U_{\text{пр}}$ достаточно ограничиться после тренировки всего несколькими (до 50) десятками разрядов. В случае же стальных электродов для получения того же значения $U_{\text{пр}}$ требовалось уже в несколько раз больше разрядов, число которых доходило до ста; а для медных электродов это число уже должно было быть около двухсот.

Существование зависимости величины среднего значения пробивного напряжения $U_{\text{пр}}$ от числа предварительных пробоев (в конечном итоге от состояния поверхности электродов, образующих разрядный промежуток) и является, по-видимому, одной из основных причин существенного расхождения экспериментальных характеристик, полученных для однородного электрического поля в атмосфере сжатого водорода различными исследователями [Л. 1 и 3].

Исследования пробивных напряжений были осуществлены для межэлектродных расстояний от 0,15

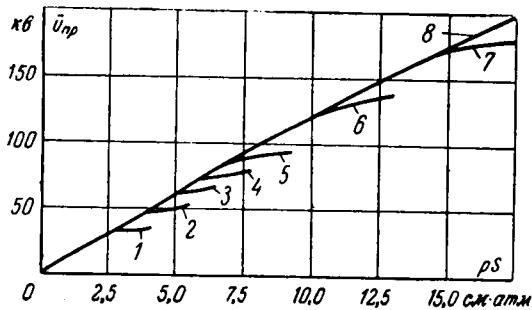


Рис. 2. Характеристика среднеарифметического пробивного напряжения.

1 — $S=0,15 \text{ см}$; 2 — $S=0,2 \text{ см}$; 3 — $S=0,25 \text{ см}$; 4 — $S=0,3 \text{ см}$; 5 — $S=0,35 \text{ см}$; 6 — $S=0,5 \text{ см}$; 7 — $S=0,75 \text{ см}$; 8 — $S>1 \text{ см}$.

до 2,2 см и в диапазоне давлений от 1 до 25 атм. При этом для каждого значения p и S было выполнено до 5 серий опытов, перед каждой из которых производилась полировка и тренировка электродов и замена порций газа.

Среднеарифметические значения пробивных напряжений для вышеуказанного диапазона изменения длин промежутков и давлений газа с коэффициентом корреляции $\sigma=0,96$ приведены в таблице. Для ряда исследованных промежутков различной длины при использовании электродов из нержавеющей стали по данным таблицы на рис. 2 построены зависимости $\bar{U}_{\text{пр}}=f(pS)$.

Экспериментальные точки для каждой из обследованных длин промежутков распадаются на две группы. К первой из них относятся те значения пробивных напряжений, которые оказываются одинаковыми для промежутков разной длины при равенстве произведения pS , т. е. зависят лишь от произведения pS . Иными словами, эта группа точек удовлетворяет известному закону подобия разрядов или для случая однородного поля — закону Пашена.

Ко второй группе точек относятся те значения пробивных напряжений, которые при равных значениях pS оказываются различными для промежутков разной длины и, следовательно, не удовлетворяют закону подобия разрядов.

Анализ всей совокупности первой группы точек приводит к следующему аналитическому выражению зависимости пробивных напряжений от произведения pS :

$$U_{\text{пр}} = 11,2pS + 3\sqrt{pS}. \quad (1)$$

Уравнение (1) может быть записано в общем виде:

$$U_{\text{пр}} = ApS + B\sqrt{pS}. \quad (2)$$

Как известно [Л. 4 и 5], подобная зависимость пробивных напряжений от произведения pS для промежутков с однородным полем может быть получена на основании условия самостоятельности разряда Таунсенда, если:

обобщенный коэффициент ударной ионизации электронами a (первый коэффициент ионизации Таунсенда), учитывающий кроме элементарного процесса ударной ионизации электронами также и процесс образования и разрушения отрицательных ионов, зависит от приведенной напряженности электрического поля:

$$a/p = m(E/p - n)^2, \quad (3)$$

где n — значение приведенной напряженности электрического поля, при которой a становится равным нулю; m — коэффициент, характеризующий скорость увеличения коэффициента a с ростом напряженности поля;

обобщенный коэффициент вторичной ионизации γ , учитывающий все возможные вторичные элементарные процессы, не зависит от напряженности поля и определяется из выражения:

$$\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) = k = \text{const.} \quad (4)$$

При выполнении двух вышеуказанных условий коэффициенты уравнения (2) определяются выражениями:

$$A = n; \quad (5)$$

$$B = \sqrt{\frac{k}{m}} = \left[\ln\left(1 + \frac{1}{\gamma}\right) / m \right]^{1/2}. \quad (6)$$

Используя (5) и (6), можно установить соответствие найденных по экспериментальной зависимости $U_{\text{пр}}=f(pS)$ численных значений коэффициентов A и B численным значениям коэффициентов n , m и k , характеризующим интенсивность процессов ударной и вторичной ионизации.

На рис. 3 на основании ряда известных работ, в которых определение коэффициента a для водорода осуществлялось классическим [Л. 6—8] и косвенным [Л. 9—11] методами, построена зависимость:

$$(a/p)^{1/2} = f(E/p) \quad (7)$$

$S, \text{ см}$	$p, \text{ атм}$																		
	1	2	3	5	6	7	8	10	12	14	16	18	19	20	21	22	23	24	25
0,15	2,0	5,0	8,6	10,5	13,2	15,5	17,1	18,6	21,5	22,4	23,7	25,1	26,4	27,5	28,7	29,6	31,2	32,3	33,1
0,2	3,0	6,0	10,35	12,7	17,4	20,3	22,7	25,5	30,3	33,8	36,1	42,2	43,4	44,2	45,1	46,7	48,2	49,6	51,3
0,25	3,7	7,5	12,5	17,2	20,5	24,7	28,4	31,3	37,3	41,5	45,5	53,5	56,1	57,3	59,2	61,4	63,3	65,1	67,2
0,3	4,2	8,6	14,0	19,2	23,6	28,6	32,3	36,2	44,3	51,6	55,2	60,5	66,3	67,3	69,3	72,4	74,3	76,5	79,1
0,35	5,1	9,6	16,2	22,5	28,1	33,2	36,5	41,6	51,5	58,7	63,5	74,5	76,2	78,5	84,7	89,5	91,1	91,5	92,2
0,5	7,3	13,6	21,3	31,3	37,2	44,6	50,5	57,2	72,5	92,5	96,5	106,3	112,5	118,2	124,7	130,3	133,5	135,0	137,5
0,75	10,4	20,2	29,4	45,5	57,3	64,5	72,8	83,6	109,3	127,3	143,0	156,0	159,6	163,0	166,2	170,0	172,0	175,0	178,0
1,0	14,0	25,5	37,6	60,4	71,4	85,9	97,4	112,4	143,7	167,7	193,0	198,0	206,0	212,0	218,5				
1,5	20,7	37,5	56,3	89,6	108,5	127,5	148,3	178,0	197,0	218,0									
1,75	23,0	43,5	64,2	103,4	126,7	147,5	164,2	184,5	233,0										
2,0	26,2	50,3	73,1	119,2	141,3	168,5	184,5												
2,25	29,5	55,6	86,0	129,5	167,3	183,0	208,0												

в диапазоне изменения отношения E/p от 10 до 30 кВ/см·атм, который только и представляет интерес при рассмотрении вопроса о пробое водорода при повышенных давлениях. Приведенные на рис. 3 данные показывают, что в указанном диапазоне изменения E/p зависимость вида (3) действительно удовлетворяется с практической достаточной точностью, поскольку экспериментальные точки, полученные различными авторами, располагаются вблизи одной общей прямой.

Значения коэффициента n , определенные по характеристикам отдельных авторов, укладываются в пределы 11—11,4 кВ/см·атм, т. е. в среднем $n = 11,2$ кВ/см·атм, что совпадает с найденным значением коэффициента A .

Среднее значение коэффициента m , определенное по данным рис. 3, приблизительно составляет $3,25 \cdot 10^{-4}$ см·атм/кВ². Таким образом, для вышеуказанного диапазона изменения E/p аналитическое выражение для a/p (сплошная линия на рис. 3) имеет вид:

$$a/p = 3,25 \cdot 10^{-4} (E/p - 11,2)^2. \quad (8)$$

Имеющиеся в литературе данные о величине коэффициента вторичной ионизации γ весьма различны и значительно менее точны, чем данные о значениях коэффициента a . Поэтому установить соответствие между найденным значением коэффициента B и численными характеристиками элементарных процессов, как это было сделано выше для коэффициента A , представляется затруднительным. Можно лишь, используя значения коэффициентов B и m , оценить порядок величины γ . Такая оценка приводит к величине $\gamma \approx 0,1$, что не противоречит имеющимся в литературе данным.

Область значений pS , в которой экспериментальные результаты соответствуют закону Пашена даже при выполнении вышеуказанных условий предварительной тренировки разрядами электродов оказывается различной для электродов из разных материалов (рис. 4). Согласно рис. 4 в области давлений до 7 атм величины пробивных напряжений $U_{пр}$ оказываются практически совпадающими для всех использованных в экспериментах материалов, т. е. не зависят от материала электродов (в первую очередь материала катода). Это обстоятельство позволяет предположить, что процесс воспроизведения вторичных электронов, необходимых для выполнения условия самостоятельности разряда, связан в этой области главным образом с газом, заполняющим промежуток и адсорбированным на поверхности электродов.

Отклонения пробивных напряжений от характеристики, соответствующей закону подобия разрядов, имеют место для различных материалов в следующей последовательности: раньше всего эти отклонения наблюдаются в случае электродов из дюраалюминия (при $p \geq 5$ атм), затем — из меди (при $p > 10$ атм), еще позднее — из стали (при $p > 12,5$ атм), и, наконец, для электродов, покрытых слоем хрома, вплоть до пробивных напряжений 200 кВ и давлений 18 атм заметных отклонений вообще не наблюдается. Вышеуказанным значениям давлений соответствуют следующие величины на-

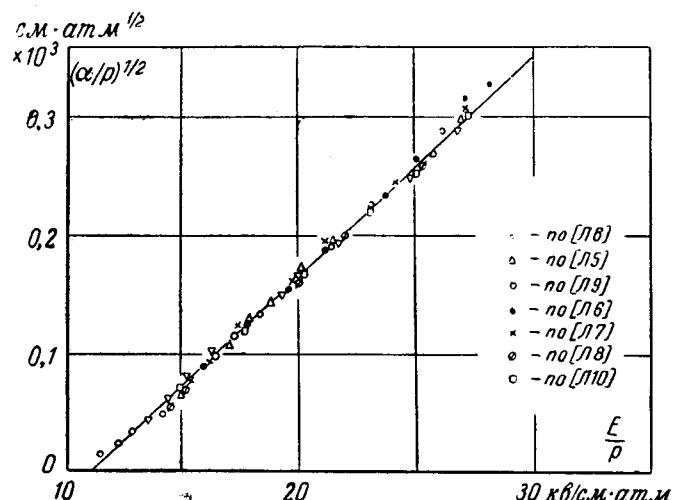


Рис. 3. К определению условия начала ионизации электронами.

пряженности электрического поля: 95 кВ/см, 125 кВ/см, 155 кВ/см и 200 кВ/см. То обстоятельство, что пороговое значение напряженности электрического поля, при котором начинаются отклонения от закона подобия, зависит от материала, говорит о том, что причиной этих отклонений является, вероятно, автоэлектронная эмиссия с поверхности катода [Л. 12]. Это подтверждается также следующими соображениями. Приведенное значение напряженности электрического поля составляет около 7,6 кВ/см·атм в случае дюраалюминиевых электродов при давлении 14 атм и около 8,5 кВ/см·атм при давлении 18 атм в случае медных электродов. При таких значениях E/p коэффициент объемной ударной ионизации a равен нулю и если считать, что электрическое поле в промежутке определяется только зарядами электродов и остается однородным, то неизбежен вывод о невозможности пробоя промежутка, что находится в противоречии с данными эксперимента.

Для возможности осуществления разряда при вышеуказанных средних значениях E/p электрическое поле должно быть таково, чтобы хотя бы в части промежутка его напряженность была достаточной для реализации процесса ударной ионизации электронами, т. е. поле должно быть неоднородным. Это может быть достигнуто лишь за счет искажения исследуемого поля объемным отрицательным зарядом, создаваемым в результате автоэлектронной эмиссии.

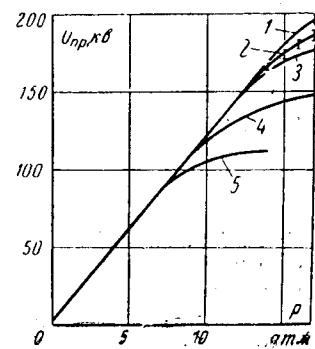


Рис. 4. Зависимость пробивного напряжения промежутка в однородном поле от давления при $S=1$ см для электродов, изготовленных из различных металлов (на кривой 2 показан разброс экспериментальных точек в серии).

1 — хром; 2 — нержавеющая сталь; 3 — мягкая сталь; 4 — медь; 5 — алюминий.

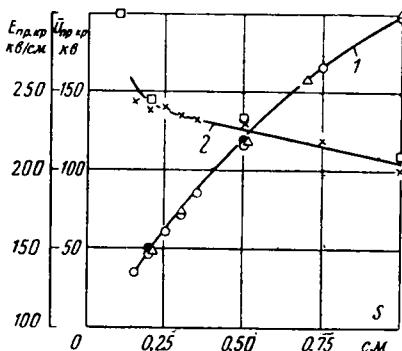


Рис. 5. Изменение критического напряжения (напряженности) в зависимости от межэлектродного расстояния.
○, × — по данным экспериментов; ● — по [Л. 3]; △, * — по [Л. 2].

Пороговые значения напряженности электрического поля, при которых становятся заметными отклонения от закона подобия разряда, оказываются зависящими от длины промежутка. Этот вопрос был исследован применительно к случаю электродов из нержавеющей стали. Результаты определения по экспериментальным данным значений критического напряжения $U_{\text{пр.кр}}$ (кривая 1) или критической напряженности $E_{\text{пр.кр}}$ (кривая 2) для ряда межэлектродных расстояний показаны на рис. 5. Здесь же приведены точки, заимствованные из [Л. 2 и 3].

Характерной особенностью полученной зависимости критических значений напряженности электрического поля от межэлектродного расстояния является ее падающий характер. Так, при измене-

нии расстояния от 0,15 до 1,0 см напряженность $E_{\text{пр.кр}}$ снижается примерно на 25%.

Литература

1. Felici N., Marchal Y., Neuvelles recherches sur la rigidité dielectrique des gaz comprimés, R.G.E. 1948 tome 57, № 4, p. 155.
2. Müller J., Die Stromfaden — Entladung und ihr übergang in das Glimmen, Zeitschrift angewandten Physik, 1966, Jg. 21, H. 6, s. 475.
3. Finkelmann E., Der elektrische Durchschlag verschiedener Gase unter hohem Druck, Archiv für Elektrotechnik, 1937, Bd. 31.
4. Kürpfmüller J., Einführung in die theoretische Elektrotechnik, Springer Berlin, 1959, s. 169.
5. Разевиг Д. В., О критическом градиенте короны, «Электричество», 1968, № 6.
6. Rose D. J., The Townsend Ionization Coefficients for hydrogen and deuterium, Journal Applied Physics, 1960, vol. 91, № 4, p. 643, Physics Review, 1956, vol. 104, № 2, p. 373.
7. Hale D. H., The Townsend Ionization coefficients for Ni and Al cathodes in an atmosphere of hydrogen, Physics Review, 1939, vol. 56, p. 1199.
8. Grompton R. W., Growth of pre-breakdown Ionization currents in hydrogen, Nature, 1955, № 4492, p. 1079.
9. Johnson G., Ionization currents in divergent fields in hydrogen and in air, Physics Review, 1948, vol. 73, № 4, p. 284.
10. Wilker A., Mechanism of Uniform Field Breakdown in hydrogen, Nature, 1955, № 4487, p. 837.
11. Fromhold L., Eine Untersuchung der Elektronenkomponente von Elektronenlawinen, Zeitschrift für Physik, 1959, Bd. 159, H. 3, s. 144.
12. Попков В. И., Особенности коронного разряда при высоких напряженностях поля, Изв. АН СССР, «Энергетика и транспорт», 1965, № 4.

[28.11.1969]



УДК 621.319.4.017.1

К расчету тепловых потерь в электрическом конденсаторе при воздействии несинусоидального напряжения

Доктор техн. наук, проф. Б. М. ТАРЕЕВ

Москва

Канд. техн. наук М. М. ЛЕРНЕР и инж. Т. И. ЛЕРНЕР

Киев

Для современной электро- и радиотехники характерно стремление к возможно более полному использованию электрического конденсатора по напряжению. С этой целью номинальное напряжение стараются выбрать так, чтобы уровень надежности работы конденсатора как раз равнялся заданному. При таком выборе стоимость, габариты и вес применяемого типа конденсатора будут минимальны.

Для выбора конденсатора, полностью используемого по напряжению, необходима возможно более точная оценка выделяющегося в конденсаторе тепла. Это тепло определяется главным образом переменной составляющей — пульсацией — рабочего напряжения. Для удобства изложения мы будем пользоваться термином «пульсация» даже в том случае, когда постоянная составляющая рабочего напряжения равна нулю.

Основные соотношения. Если пульсация $u(t)$ синусоидальная, то мощность P выделяющихся в кон-

денсаторе потерь вычисляется по следующей формуле:

$$P = \frac{\Delta^2}{2} \Omega C_{p\varphi} \operatorname{tg} \delta_\varphi, \quad (1)$$

где Δ — амплитуда синусоидального напряжения; $\Omega = \frac{2\pi}{T}$ — круговая частота пульсации; $\operatorname{tg} \delta_\varphi$ — тангенс угла потерь, измеренный на частоте пульсации; $C_{p\varphi}$ — емкость конденсатора, измеренная по параллельной схеме замещения на частоте пульсации.

Если C_s — емкость конденсатора, измеренная по последовательной схеме замещения, то, исходя из эквивалентности обеих схем по мощности потерь на синусоидальном напряжении, нетрудно получить известное соотношение:

$$C_p = \frac{C_s}{1 + \operatorname{tg}^2 \delta}. \quad (2)$$

Во многих случаях на конденсаторе действует несинусоидальная пульсация; тогда для оценки потерь можно воспользоваться разложением кривой пульсации $u(t)$ на интервале от 0 до T в ряд Фурье:

$$u(t) = \sum_{n=1}^{\infty} \Delta_n \sin(n\Omega t + \varphi_n).$$

В этом случае активная мощность, выделяемая в конденсаторе, рассчитывается по формуле:

$$P = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\Delta_n^2}{2} n\Omega C_{pn} \operatorname{tg}_n \delta, \quad (3)$$

где Δ_n , C_{pn} , $\operatorname{tg}_n \delta$ — амплитуда напряжения, параллельная емкость и тангенс угла потерь конденсатора на частоте $n\Omega$.

Для расчета потерь по (3) необходимо знать закон, по которому меняются C_{pn} и $\operatorname{tg}_n \delta$.

Наименьшие потери имеют место в конденсаторе, у которого действительная схема замещения совпадает с простейшей параллельной. В этом случае:

$$\operatorname{tg}_n \delta = \frac{1}{n\Omega C_{pn} R_p},$$

где R_p — эквивалентное параллельное сопротивление.

Подставляя это выражение в (3), получаем формулу расчета мощности потерь P_p при параллельной схеме замещения:

$$P_p = \frac{1}{R_p} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\Delta_n^2}{2}. \quad (4)$$

Введем эквивалентную синусоиду на частоте пульсации с амплитудой Δ , выделяющую на сопротивлении R_p ту же мощность P_p :

$$P_p = \frac{\Delta^2}{2R_p}. \quad (5)$$

Сравнивая (4) и (5), имеем:

$$\Delta^2 = \sum_{n=1}^{\infty} \Delta_n^2. \quad (6)$$

Применяя равенство Парсеваля [Л. 1], получаем формулу расчета амплитуды эквивалентной синусоиды при параллельной схеме замещения:

$$\Delta = \sqrt{\frac{2}{T} \int_0^T u^2(t) dt}.$$

Если Δ известна, мощность P_p рассчитывается по (1).

В табл. 1 приведены соотношения, связывающие Δ с параметрами Δ' , Δ^+ и Δ^- несинусоидальной пульсации для некоторых наиболее часто встречающихся форм кривых (рис. 1). Положительный Δ^+ и отрицательный Δ^- пики пульсации отчитываются от среднего значения напряжения. Амплитуда Δ' пульсации связана с Δ^+ и Δ^- соотношением

$$\Delta' = \frac{\Delta^+ - \Delta^-}{2}.$$

Таблица 1

№ кривой на рис. 1	Формула расчета амплитуды Δ эквивалентной синусоиды
1	$\Delta = \Delta' 2,83 \sqrt{\frac{T'}{T} \left(1 - \frac{T'}{T} \right)}; \Delta' = \Delta + \frac{1}{2 \left(1 - \frac{T'}{T} \right)};$ $\Delta' = -\Delta - \frac{T}{2T'}$
2,3	$\Delta = \Delta' \sqrt{\frac{2T'}{T} \left(\frac{4}{3} - \frac{T'}{T} \right)};$ $\Delta' = \Delta + \frac{1}{2 - \frac{T}{T'}}; \Delta' = -\Delta - \frac{T}{T'}$
4	$\Delta = \Delta' 0,87; \Delta' = \Delta + 1,37; \Delta' = -\Delta - 0,785$
5	$\Delta = \Delta' 1,09; \Delta' = \Delta + 0,731; \Delta' = -\Delta - 1,59$
6	$\Delta = \Delta' 2 \sqrt{\frac{T'}{T} \left[\frac{1}{2} - \frac{4}{\pi^2} \frac{T'}{T} \right]};$ $\Delta' = \Delta + \frac{1}{2 \left(1 - \frac{2}{\pi} \frac{T'}{T} \right)}; \Delta' = -\Delta - \frac{\pi}{4} \frac{T}{T}$
7	$\Delta = \Delta' 2 \sqrt{\frac{\tau}{T} \left(\operatorname{cth} \frac{T}{2\tau} - \frac{2\tau}{T} \right)};$ $\Delta' = \Delta + \frac{1 - \exp \left(-\frac{T}{\tau} \right)}{1 - \frac{\tau}{T} \left[1 - \exp \left(-\frac{T}{\tau} \right) \right]};$ $\Delta' = \Delta - \frac{1}{2} \frac{\exp \frac{T}{\tau} - 1}{1 - \frac{\tau}{T} \left(\exp \frac{T}{\tau} - 1 \right)}$
8	$\Delta = \Delta' 2 \left\{ \frac{2}{T} \left[\frac{\tau_1}{2} \operatorname{cth} \frac{T'}{2\tau_1} + \frac{\tau_2}{2} \operatorname{cth} \frac{T-T'}{2\tau_2} + \right. \right. + \frac{T' (T-T')}{T \left(1 - \exp \frac{T'-T}{\tau_2} \right)^2} + \frac{T' (T-T')}{T \left(\exp \frac{T'}{\tau_1} - 1 \right)^2} + + \frac{2T' (T-T')}{T \left(\exp \frac{T'}{\tau_1} - 1 \right) 1 - \exp \frac{T'-T}{\tau_2}} + + \frac{2T' (\tau_1 - \tau_2) - 2\tau_1 T}{T \left(1 - \exp \frac{T'-T}{\tau_2} \right)} + + \left. \left. + \frac{2T' (\tau_1 - \tau_2) - 2\tau_1 T}{T \left(\exp \frac{T'}{\tau_2} - 1 \right)} - \frac{(\tau_1 - \tau_2)^2}{T} \right] \right\}^{\frac{1}{2}};$ $\Delta' = \Delta + \frac{1}{2 \left[1 - \frac{\tau_1}{T} + \frac{\tau_2}{T} - \frac{T-T'}{T \left(\exp \frac{T'}{\tau_1} - 1 \right)} - \frac{T-T'}{T \left(1 - \exp \frac{T'-T}{\tau_2} \right)} \right]}$

П р о д о л ж е н и е

№
кривой
на
рис. 1

Формула расчета амплитуды Δ эквивалентной синусоиды

$$8 \quad \Delta' = \Delta - \frac{T}{2 \left[\tau_2 - \tau_1 - \frac{T - T'}{\exp \frac{T'}{\tau_1} - 1} - \frac{T - T'}{1 - \exp \frac{T' - T}{\tau_2}} \right]}$$

$$\Delta = \Delta' 2 \left[1 - \exp \left(-\frac{T'}{\tau} \right) \right] \sqrt{\frac{\tau}{T} \left(\coth \frac{T'}{2\tau} - \frac{2\tau}{T} \right)};$$

$$9 \quad \Delta' = \Delta^+ \frac{1}{2 \left\{ 1 - \frac{\tau}{T} \left[1 - \exp \left(-\frac{T'}{\tau} \right) \right] \right\}};$$

$$\Delta' = \Delta^- \frac{T}{2\tau} \frac{1}{\exp \left(-\frac{T'}{\tau} \right) - 1}$$

$$10 \quad \Delta = \Delta' 2 \sqrt{2} \left\{ \frac{\tau}{2T} \coth \frac{T'}{2\tau} + \frac{1}{T^2} \left[\frac{2}{\pi} (T - T') + \tau \right] \times \right. \\ \times \left[\frac{6}{\pi} (T - T') - \tau \right] + \frac{T - T'}{2T} \left. \right\}^{\frac{1}{2}}; \\ \Delta' = \Delta^+ 2 \left(1 - \frac{\tau}{T} - \frac{2}{\pi} + \frac{2T'}{\pi T} \right); \\ \Delta' = -\Delta^- \frac{1}{2 \left(\frac{\tau}{T} + \frac{2}{\pi} - \frac{2T'}{\pi T} \right)}$$

Если действительная схема замещения конденсатора отличается от параллельной, мощность потерь P возрастает по сравнению с P_p . Для оценки этого увеличения мощности введем поправочный коэффициент η по формуле:

$$\eta = \frac{P}{P_p} = \frac{1 + \operatorname{tg}_\omega^2 \delta}{\Delta^2 C_s \operatorname{tg} \delta} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\Delta_n^2 n C_s n \operatorname{tg}_n \delta}{1 + \operatorname{tg}_n^2 \delta}, \quad (7)$$

учитывая (1) — (3).

Коэффициент η максимальный в случае, когда действительная схема замещения последовательная и $P = P_s$. При последовательной схеме замещения емкость C_s одна и та же на всех частотах, а

$$\operatorname{tg}_n \delta = n \Omega C_s r_s = n \operatorname{tg}_\omega \delta.$$

Тогда из (7) следует:

$$\eta_{\max} = \frac{1 + \operatorname{tg}_\omega^2 \delta}{\Delta^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\Delta_n^2}{1 + n^2 \operatorname{tg}_\omega^2 \delta}. \quad (8)$$

Как видно из полученного выражения, η_{\max} зависит от формы кривой, которая определяет η_n и Δ , а также от величины тангенса угла потерь, измеренного на частоте пульсации. Знание η_{\max} необходимо, чтобы оценить максимальную погрешность, которая допускается при расчете эквивалентной синусоиды по табл. 1. Покажем, что равна η_{\max} для некоторых частных случаев.

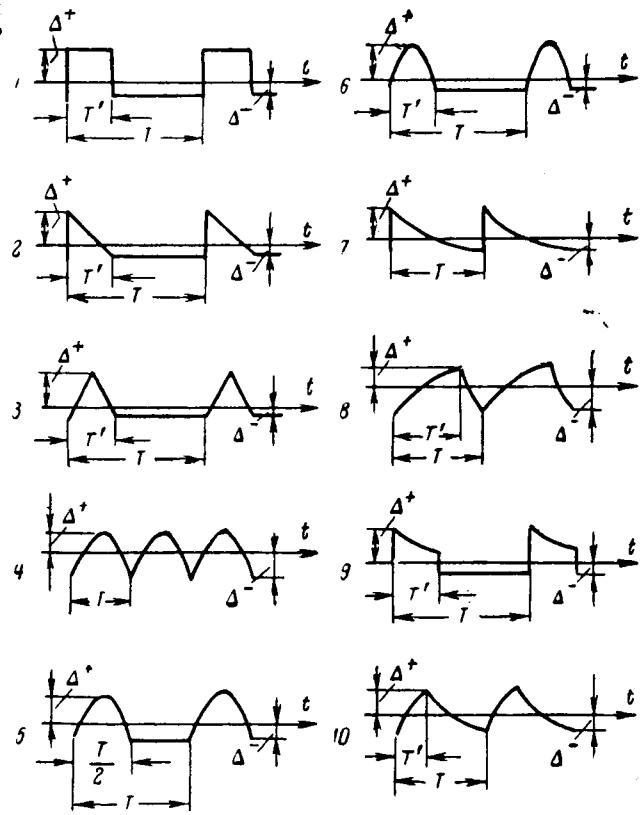


Рис. 1. Некоторые формы несинусоидальной пульсации.
1 — прямоугольная; 2 и 3 — треугольная; 4, 5 и 6 — отрезки синусоиды;
7, 8 и 9 — отрезки экспоненты; 10 — отрезки экспоненты и синусоиды.

Расчет максимального поправочного коэффициента. Кривая 1 на рис. 1 при $T = 2T'$. Согласно [Л. 1] коэффициенты ряда Фурье для такой кривой имеют вид:

$$\Delta_{2n-1} = \frac{4 \Delta'}{\pi} \frac{1}{2n-1}$$

и ряд содержит синусоиды нечетных гармоник.

Подставляя в (8) Δ_{2n-1} и выражение для Δ по табл. 1, имеем

$$\eta_{\max} = \frac{8}{\pi^2} (1 + \operatorname{tg}_\omega^2 \delta)^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{1 + (2n-1)^2 \operatorname{tg}_\omega^2 \delta}.$$

Рассмотрим случай больших $\operatorname{tg}_\omega \delta$. Пренебрегая единицей по сравнению с $\operatorname{tg}_\omega^2 \delta$ и тем более $(2n-1)^2 \operatorname{tg}_\omega^2 \delta$, получаем

$$\eta_{\max} = \frac{8}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n-1)^2} = 1,$$

учитывая значение для суммы ряда по [Л. 2].

Таким образом, при $\operatorname{tg}_\omega \delta$, больших единицы, можно рассчитывать мощность потерь по эквивалентной синусоиде.

Рассмотрим случай малых $\operatorname{tg}_\omega \delta$, когда можно пренебречь $\operatorname{tg}_\omega^2 \delta$ по сравнению с единицей. В этом случае

Таблица 2

$$\eta_{\max} = \frac{8}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{1 + (2n-1)^2 \operatorname{tg}_\Omega^2 \delta} = \\ = \frac{8}{\pi^2} \left(\sum_{n=1}^k \frac{1}{1 + (2n-1)^2 \operatorname{tg}_\Omega^2 \delta} + R \right), \quad (9)$$

где R — остаток ряда. Как известно,

$$R < \int_k^{\infty} \frac{dn}{1 + (2n-1)^2 \operatorname{tg}_\Omega^2 \delta} = \frac{1}{2 \operatorname{tg}_\Omega \delta} \times \\ \times \left\{ \frac{\pi}{2} - \operatorname{arctg} [(2k-1) \operatorname{tg}_\Omega \delta] \right\}.$$

Если ограничиться первым членом разложения ($k=1$), то

$$R < \frac{1}{2 \operatorname{tg}_\Omega \delta} \operatorname{arctg} \frac{1}{\operatorname{tg}_\Omega \delta} \approx \frac{\pi}{4 \operatorname{tg}_\Omega \delta}.$$

Следовательно, при $k=1$:

$$\eta_{\max} < \frac{8}{\pi^2} \left(\frac{1}{1 + \operatorname{tg}_\Omega^2 \delta} + \frac{\pi}{4 \operatorname{tg}_\Omega \delta} \right) \approx \frac{2}{\pi} \frac{1}{\operatorname{tg}_\Omega \delta}.$$

Таким образом при прямоугольной пульсации чем меньше $\operatorname{tg}_\Omega \delta$, тем выше максимальная погрешность в расчете мощности. Так, если $\operatorname{tg}_\Omega \delta = 10^{-3}$, то мощность, рассеиваемая при прямоугольной пульсации в конденсаторе, у которого схема замещения последовательная, теоретически примерно в 1000 раз больше мощности, вычисленной по эквивалентной синусоиде согласно табл. 1. Этот вывод справедлив, если считать, что ряд (9) содержит бесконечное число членов. В действительности по мере увеличения частоты следует учитывать индуктивность конденсатора, и при частотах, близких к резонансной (табл. 2), ряд для мощностей обрывается. В самом деле, простой анализ схемы, где последовательно с емкостью C включены активное сопротивление r и индуктивность L , показывает, что у конденсатора с учетом индуктивности емкость, измеренная по параллельной схеме замещения на частоте $(2n-1)\Omega$, равна:

$$C_p(2n-1) = \frac{C [1 - \Omega^2 (2n-1)^2 LC]}{[1 - \Omega^2 (2n-1)^2 LC]^2 + \Omega^2 C^2 r^2}.$$

При приближении n к значениям, когда $\Omega^2 (2n-1)^2 LC \rightarrow 1$, параллельная емкость снижается и достигает нуля при резонансе. Амплитуда напряжения резонансной или близкой к ней гармоники полностью прикладывается к r . При частотах выше резонансной напряжение распределяется между r и L , причем на r падает тем меньшая часть амплитуды гармоники, чем выше номер гармоники. В результате мощности, выделяемые на r высшими гармониками, быстро убывают, и ими можно пренебречь, начиная с резонансной частоты $\omega_{\text{рез}}$.

Оборвав ряд (9) на члене $k_{\text{рез}}$, соответствующем $\omega_{\text{рез}}$, и пренебрегая $(2k_{\text{рез}} - 1)^2 \operatorname{tg}_\Omega^2 \delta$ по сравнению с единицей, получаем:

$$\eta_{\max} < \frac{8}{\pi^2} k_{\text{рез}} \approx \frac{4}{\pi^2} \frac{\omega_{\text{рез}}}{\Omega},$$

Наименование конденсатора	Индуктивность, $\mu\text{Гн}$	Резонансные частоты, $M\text{гц}$
Воздушный образцовый 100 $\mu\text{Ф}$	10—20	2,5—3,6*
Воздушный образцовый 1 000 $\mu\text{Ф}$	30—50	0,8—1,2*
Слюдянной образцовый 0,01—0,1 $\mu\text{Ф}$	50—100	0,01*
Керамический дисковый	1—4	200—2 000
Керамический трубчатый	3—30	50—200
Слюдянной опрессованный, малых размеров	4—6	150—200
Слюдянной опрессованный, средних размеров	15—25	75—100
Бумажный малых размеров КБГ-И	6—11	50—80
Бумажный средних размеров	30—60	5—8
Бумажный больших размеров	100—1 000	0,1—1
Малоиндуктивный бумажный импульсный конденсатор больших размеров	5—10	1—5
Танталовый оксидно-полупроводниковый с проволочным анодом	5—10	1,5—12
Танталовый электролитический и оксидно-полупроводниковый с объемно-пористым анодом	3—20	0,035—3
Алюминиевый электролитический с гладкой фольгой	40—150	0,02—1
Алюминиевый электролитический с травленой фольгой	50—500	0,04—0,3

* Для образцовых конденсаторов указана частота, при которой изменение емкости не превосходит 0,1%. Во всех случаях верхнему пределу индуктивности соответствует нижний предел максимальной частоты и наоборот.

так как

$$\omega_{\text{рез}} = (2k_{\text{рез}} - 1)\Omega.$$

Значения резонансных конденсаторов приведены в табл. 2, составленной по данным В. Т. Ренне [Л. 3].

Из изложенного следует, что для кривой 1 на рис. 1 η_{\max} не обращается в бесконечность при любых конечных значениях $\operatorname{tg}_\Omega \delta$. Встречающееся в некоторых последних работах (см. например [Л. 4]) ошибочное утверждение о том, что ряд мощностей для прямоугольной пульсации расходится, основано на пренебрежении в формуле (1) разницей между C_p и C_s согласно (2), что недопустимо на высоких гармониках.

Кривая 2 на рис. 1 при $T=T'$. Согласно [Л. 1] коэффициенты ряда Фурье для такой кривой имеют вид

$$\Delta_n = \frac{2\Delta'}{\pi} \frac{1}{n} (-1)^{n+1}$$

и ряд содержит синусоиды всех гармоник.

Подставляя в (8) Δ_n , а также выражение для Δ по табл. 1 и повторяя преобразования, проделанные для кривой 1, получаем:

$$\eta_{\max} = 1 \text{ при больших } \operatorname{tg}_\Omega \delta,$$

$$\eta_{\max} = \frac{6}{\pi^2} \frac{\omega_{\text{рез}}}{\Omega} \text{ при малых } \operatorname{tg}_\Omega \delta.$$

Кривая 3 на рис. 1 при $T=T'$. Согласно [Л. 1] коэффициенты ряда Фурье для такой кривой имеют вид

$$\Delta_{2n-1} = \frac{8\Delta'}{\pi^2} \frac{(-1)^{n-1}}{(2n-1)^2}$$

и ряд содержит синусоиды нечетных гармоник.

Подставляя в (8) Δ_{2n-1} и выражение для Δ по табл. 1, имеем

$$\eta_{\max} = \frac{96}{\pi^4} (1 + \operatorname{tg}_0^2 \delta) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n-1)[1 + (2n-1)^2 \operatorname{tg}_0^2 \delta]}.$$

При больших $\operatorname{tg}_0 \delta$

$$\eta_{\max} = \frac{96}{\pi^4} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n-1)^4} = 1,$$

учитывая значение суммы ряда по [Л. 2].

При малых $\operatorname{tg}_0 \delta$, пренебрегая $\operatorname{tg}_0^2 \delta$ и $(2n-1)^2 \times \operatorname{tg}_0^2 \delta$ по сравнению с единицей, получаем

$$\eta_{\max} \approx \frac{96}{\pi^4} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n-1)^2} = 1,22.$$

Кривая 4 на рис. 1. Согласно [Л. 1] коэффициенты ряда Фурье для такой кривой имеют вид

$$\Delta_n = \frac{8\Delta'}{\pi} \frac{1}{(2n-1)(2n+1)}$$

и ряд содержит косинусоиды всех гармоник.

Подставляя в (8) Δ_n и выражение для Δ по табл. 1, имеем

$$\eta_{\max} = 8,46 (1 + \operatorname{tg}_0^2 \delta) \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n^2}{(2n-1)^2 (2n+1)^2 (1 - n^2 \operatorname{tg}_0^2 \delta)}.$$

При больших $\operatorname{tg}_0 \delta$

$$\eta_{\max} = \frac{96}{\pi^4} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n-1)^4} = 1,$$

учитывая значение суммы ряда согласно [Л. 2].

При малых $\operatorname{tg}_0 \delta$

$$\eta_{\max} = 8,46 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n^2}{(2n-1)^2 (2n+1)^2} = 1,31,$$

поскольку

$$\begin{aligned} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n^2}{(4n^2-1)^2} &= \frac{1}{4} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n-1)^2} - \\ &- \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n}{(4n^2-1)^2} - \frac{1}{4} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(4n^2-1)^2} = \frac{\pi^2}{64}, \end{aligned}$$

учитывая значение суммы ряда по [Л. 2].

Аналогично можно рассчитать η_{\max} и для других форм кривых.

Расчет поправочного коэффициента с помощью критической схемы замещения. Значения поправочного коэффициента в диапазоне от 1 до η_{\max} для фиксированного значения $\operatorname{tg}_0 \delta$ могут быть найдены, пользуясь усложненными схемами замещения.

Нами были исследованы трехэлементные схемы замещения, состоящие из одной емкости и двух со-

противлений [Л. 5]. Могут быть два независимых типа трехэлементных схем (схемы I и II на рис. 2). Эти схемы не сводятся друг к другу или к простейшим схемам замещения. Лишь в пределе, когда $R_I = R_{II} = \infty$, обе схемы превращаются в простейшую последовательную, а при $r_I = r_{II} = 0$ — в простейшую параллельную. Для схемы I:

$$\left. \begin{aligned} C_{sI} &= C + \frac{1}{\omega^2 R_I^2 C}, \\ \operatorname{tg} \delta &= \frac{1}{\omega C R_I} + \omega C r_I + \frac{r_I}{\omega C R_I^2}, \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

а для схемы II

$$\left. \begin{aligned} C_{sII} &= \frac{1 + \omega^2 C^2 (r_{II} + R_{II})}{\omega^2 C R_{II}^2}, \\ \operatorname{tg} \delta &= \frac{1}{\omega C R_{II}} + \omega C r_{II} + \frac{\omega C r_{II}^2}{R_{II}}. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

В этих выражениях C_{sI} и C_{sII} — емкости конденсаторов в схемах I и II, измеренные по последовательной схеме замещения.

Если ввести переменную $y = r/R$ и исследовать ее на экстремум, можно показать, что для каждого фиксированного значения $\operatorname{tg}_0 \delta$ существует критическое значение y_{kp} , которое y не может превзойти.

Значение y_{kp} одинаково для обеих трехэлементных схем и равно:

$$y_{kp} = 0,5 (\sqrt{1 + \operatorname{tg}_0^2 \delta} - 1).$$

Параметры критической схемы замещения:
для схемы I

$$C = 0,5 C_{sIkp} \left(1 + \frac{1}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}_0^2 \delta}} \right),$$

$$R_{Ikp} = \frac{1}{\omega_0 C} \frac{\operatorname{tg}_0 \delta}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}_0^2 \delta} - 1}, \quad r_{Ikp} = \frac{\operatorname{tg}_0 \delta}{2\omega_0 C},$$

для схемы II

$$C = 2C_{sIkp} \frac{1}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}_0^2 \delta} (1 + \sqrt{1 + \operatorname{tg}_0^2 \delta})},$$

$$R_{IIkp} = \frac{2}{\omega_0 C \operatorname{tg}_0 \delta},$$

$$r_{IIkp} = \frac{2}{\omega_0 C \operatorname{tg}_0 \delta} (\sqrt{1 + \operatorname{tg}_0^2 \delta} - 1).$$

Подставив параметры критической схемы в выражения (10) и (11), нетрудно получить следующую одинаковую для схем I и II зависимость:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{1}{2} \operatorname{tg}_0 \delta \left(\frac{\omega}{\omega_0} + \frac{\omega_0}{\omega} \right). \quad (12)$$

Приравняв нуль производную от (12) по ω , при $\omega = \omega_0$ получаем $\operatorname{tg} \delta$ минимальный и равный $\operatorname{tg}_0 \delta$. Следовательно, и наоборот, если найти частоту ω_0 , при которой $\operatorname{tg} \delta$ конденсатора минимален, то схема замещения конденсатора на этой частоте критическая.

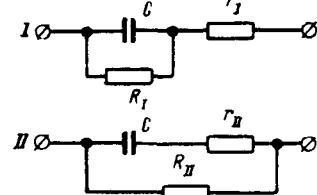


Рис. 2. Усложненные схемы замещения конденсатора.

Оценим значение η для конденсатора, у которого $\operatorname{tg} \delta$ меняется по закону, близкому к (12). Выше было показано, что максимальная ошибка в вычислении мощности потерь возрастает по мере уменьшения $\operatorname{tg}_0 \delta$. Именно случай малых $\operatorname{tg}_0 \delta$ наиболее важный для практики, так как у большинства применяемых в технике конденсаторов $\operatorname{tg}_0 \delta$ мал: у электролитических, $\sim 10^{-1}$, у бумажных $\sim 10^{-2}$, у слюдяных $\sim 10^{-3}$ у воздушных $\sim 10^{-4}$.

Запишем выражение (12) для n -й гармоники с частотой $\omega = n\Omega$, и, подставляя $\operatorname{tg}_n \delta$ в (7), имеем:

$$\eta = \frac{1 + \frac{\operatorname{tg}_0^2 \delta}{4} \left(\frac{\Omega}{\omega_0} + \frac{\omega_0}{\Omega} \right)}{\Delta^2 C_{\text{скр}} \left(1 + \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2} \right)} \times \\ \times \left[\sum_{n=1}^{\infty} \frac{\Delta_n^2 C_{\text{скр}n}}{1 + \left(\frac{n\Omega}{\omega_0} + \frac{\omega_0}{n\Omega} \right)^2 \frac{\operatorname{tg}_0^2 \delta}{4}} + \right. \\ \left. + \frac{\Omega^2}{\omega_0^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\Delta_n^2 n^2 C_{\text{скр}n}}{1 + \left(\frac{n\Omega}{\omega_0} + \frac{\omega_0}{n\Omega} \right)^2 \frac{\operatorname{tg}_0^2 \delta}{4}} \right].$$

Учтем, что при малых $\operatorname{tg}_0 \delta$ последовательная емкость критической схемы практически не зависит от частоты. Кроме того, выражениями, содержащими множитель $\frac{\operatorname{tg}_0^2 \delta}{4}$, можно пренебречь по сравнению с единицей везде за исключением второй суммы, когда Δ_n^2 убывает быстрее $1/n^2$. Тогда, учитывая (6) и (8), получаем для малых $\operatorname{tg}_0 \delta$:

$$\eta = \frac{1 + \eta_{\max} \frac{\Omega^2}{\omega_0^2}}{1 + \frac{\Omega^2}{\omega_0^2}}. \quad (13)$$

Таким образом, зная частоту пульсации Ω , значение η_{\max} для данной формы кривой и найдя частоту ω_0 , при которой $\operatorname{tg} \delta$ конденсатора минимален, можно найти поправочный коэффициент η для конденсатора, у которого частотная зависимость $\operatorname{tg} \delta$ близка к (12).

Пример. На слюдянном конденсаторе, имеющем резонансную частоту 150 МГц и минимум $\operatorname{tg} \delta$ при 100 кГц, действует прямоугольная пульсация (кривая 1 на рис. 1 при $T=2T'$). Определить поправочный коэффициент η на частотах пульсации 10; 100 кГц и 1 МГц, считая, что частотная характеристика $\operatorname{tg} \delta$ конденсатора близка к (12).

Пользуясь формулой (13) и значением η_{\max} для прямоугольной пульсации, имеем: $\eta=300$ при 100 кГц и $\eta=80$ при 10 кГц и при 1 МГц. Таким образом, допустимая амплитуда эквивалентной синусоиды, вычисленная по табл. 1, должна быть уменьшена в $\sqrt{300} \approx 8$ раз при 10 кГц и 1 МГц и в $\sqrt{300} \approx 17$ раз при 100 кГц.

Расчет поправочного коэффициента при других частотных зависимостях $\operatorname{tg} \delta$. Пусть $\operatorname{tg} \delta = \operatorname{tg}_0 \delta$ при $\Omega \leq \omega \leq \omega_0 = k\Omega$ и определяется выражением (12) при $\omega_0 \leq \omega \leq \omega_{\text{рез}}$. Подобная зависимость $\operatorname{tg} \delta$ от частоты наблюдается у многих конденсаторов, например у сухих электролитических.

Как следует из (3), поправочный коэффициент для этого случая равен:

$$\eta = \frac{1}{\Delta^2} \sum_{n=1}^k \Delta_n^2 n + \frac{1 + \left(\frac{\Omega}{\omega_0} + \frac{\omega_0}{\Omega} \right)^2 \frac{\operatorname{tg}_0^2 \delta}{4}}{\Delta^2 C_{\text{скр}} \left(1 + \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2} \right)} \times \\ \times \left[\sum_{n=k+1}^{\infty} \frac{\Delta_n^2 C_{\text{скр}n}}{1 + \left(\frac{n\Omega}{\omega_0} + \frac{\omega_0}{n\Omega} \right)^2 \frac{\operatorname{tg}_0^2 \delta}{4}} + \right. \\ \left. + \frac{\Omega^2}{\omega_0^2} \sum_{n=k+1}^{\infty} \frac{\Delta_n^2 n^2 C_{\text{скр}n}}{1 + \left(\frac{n\Omega}{\omega_0} + \frac{\omega_0}{n\Omega} \right)^2 \frac{\operatorname{tg}_0^2 \delta}{4}} \right].$$

Дополним ряды, стоящие в скобках, начальными членами от первого до k -го включительно. Тогда для малых $\operatorname{tg}_0 \delta$ получаем, учитывая (2) и (4).

$$\eta = \frac{1}{\Delta^2} \sum_{n=1}^k \Delta_n^2 n + \frac{1 + \frac{\Omega^2}{\omega_0^2} \eta_{\max}}{1 + \frac{\omega_0^2}{\omega_0^2}} - \\ - \frac{1}{\left(1 + \frac{\Omega^2}{\omega_0^2} \right) \Delta^2} \left[\sum_{n=1}^k \Delta_n^2 + \frac{\Omega^2}{\omega_0^2} \sum_{n=1}^k \frac{\Delta_n^2 n^2}{1 + \operatorname{tg}_n^2 \delta} \right].$$

Из анализа этого выражения следует, что разность последних двух членов стремится к нулю с увеличением k . Следовательно, при больших k имеем:

$$\eta \approx \frac{1}{\Delta^2} \sum_{n=1}^k \Delta_n^2 n. \quad (14)$$

Для кривой 1 на рис. 1 при $T=2T'$:

$$\eta \approx \frac{8}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2n-1},$$

для кривой 2 на рис. 1 при $T=T'$:

$$\eta \approx \frac{6}{\pi^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n},$$

для кривой 3 на рис. 1 при $T=T'$:

$$\eta \approx \frac{96}{\pi^4} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{(2n-1)^3},$$

для кривой 4 на рис. 1:

$$\eta \approx 8,46 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{n}{(2n-1)^2 (2n+1)^2}.$$

Значения k в этих выражениях определяются видом разложения в ряд Фурье; если ряд содержит только нечетные гармоники, k уменьшается вдвое.

Пример. Сухой электролитический конденсатор типа КЭ группы морозостойкости ОМ на рабочее напряжение 20 в имеет $\operatorname{tg} \delta=0,02$ при частотах от $\Omega=2\pi \cdot 50$ рад/сек до $\omega_0=2\pi \cdot 10^3$ рад/сек, а затем растет по закону, близкому к (12).

Длинная линия передачи с управляемыми реакторами на приемном конце

Доктор техн. наук М. С. ЛИБКИНД, инж. А. С. МАНЕВИЧ

и канд. техн. наук В. М. СОРОКИН

Энергетический институт им. Г. М. Кржижановского

В настоящей статье излагаются результаты исследований по использованию управляемых реакторов для регулирования напряжения и повышения пропускной способности электропередачи 220 кв протяженностью 750 км [Л. 1 и 2].

Рассматриваемая передача характеризуется отсутствием источников питания на приемном конце (за исключением небольшого числа относительно маломощных энергопоездов), незначительными промежуточными отборами мощности, а также тем, что нагрузка приемного конца на 30% состоит из высоковольтных (6 кв) синхронных двигателей и на 45% — из высоковольтных асинхронных двигателей¹.

Регулирование напряжения на приемном конце передачи (рис. 1) может осуществляться трансформаторами с РПН, нерегулируемыми реакторами, синхронным компенсатором (СК) и управляемыми реакторами 2. Нагрузку приемного конца можно разделить на две части: меньшую часть (46%), которая питается от шин вторичного напряжения понижающих подстанций Б и В, и большую часть, питающуюся от подстанции А через протяженную распределительную сеть 110 кв. С учетом этого оказывается необходимым регулировать на подстанции Б напряжение как 35, так и 220 кв. Проанализируем возможность регулирования напряжения переключением отпаек понижающих трансформаторов. В расчетах принималось, что регуляторы напряжения генераторов поддерживают неизменным напряжение на шинах станции, а нагрузка меняется в зависимости от приложенного напряжения по статическим характеристикам [Л. 3]. На рис. 2 приведена расчетная зависимость значения напряжения на шинах 220 и 35 кв от коэффициента трансформации K_{tr} . Как видно из рис. 2 (кривая 1), при изменении коэффициента трансформации на $\pm 12.5\%$ напряжение на шинах 35 кв меняется в пределах 1,5%. В левой части рассматриваемой кривой характер зависимости таков, что устойчивая работа регулятора РПН обычного типа невозможна, так как при снижении напряжения за трансформатором он уменьшает K_{tr} , что привело бы к дальн-

нейшему снижению напряжения. Такой характер зависимости объясняется тем, что при переключении отпаек трансформатора изменяются соотношение витков и сопротивление нагрузки, приведенное к стороне высокого напряжения, следовательно, и напряжение в конце линии (кривая 2 рис. 2). Изменение этого напряжения компенсирует эффект от изменения соотношения витков трансформатора.

Таким образом, регулировать напряжение за трансформатором в конце рассматриваемой дальней линии передачи изменением коэффициента трансформации невозможно.

Для регулирования напряжения на шинах как 35 кв, так и на шинах 220 кв подстанции Б, необходимо иметь кроме РПН трансформаторов дополнительное средство регулирования. Расчеты режимов передачи показали, что ступенчатое регулирование напряжения с помощью коммутаций неуправляемых реакторов мощностью 8,8 и 20 МвА приводит к недопустимо большим скачкам напряжения (до 15%). Поэтому было рассмотрено плавное регулирование напряжения и реактивной мощности на приемном конце передачи синхронным компенсатором или управляемыми реакторами. На первом этапе развития при передаче по линии мощности меньше натуральной СК не используется как источник реактивной мощности и может быть заменен управляемыми реакторами. Ниже показано, что при увеличении нагрузки, когда компенсатор переходит в режим генерации реактивной мощности, оказывается целесообразным для повышения устойчивости использовать совместно с СК управляемые реакторы.

Статическая устойчивость передачи исследовалась на расчетном столе переменного тока. Учитывая особенности нагрузки, более детально эквивалентировалась приемная система.

Рассматривалась также статическая устойчивость двигательной нагрузки приемного конца передачи².

Обычно устойчивость нагрузки определяется по практическому критерию $\frac{dQ_{нагр}}{dU}$ [Л. 5]. Это справедливо, если в составе нагрузки преобладают асинхронные двигатели. В рассматри-

¹ В ближайшие годы намечается сооружение ряда подобных линий.
² Полученные результаты справедливы также в случае использования вместо управляемого реактора других быстродействующих статических устройств, например, рассмотренных в [Л. 4].

и для кривой 3 получаем $\eta = 1,043$.

Кривая 4 на рис. 1: $\eta = 1,05$ по (14), $\eta = 1,043$ по (15).

Литература

- Бронштейн И. Н. и Семеняев К. А., Справочник по математике, изд-во «Наука», 1967.
- Гродштейн И. С. и Рыжик И. М., Таблицы интегралов, сумм, рядов и производений, Физматгиз, 1962.
- Ренине В. Т., Электрические конденсаторы, изд-во «Энергия», 1969.
- Hagedorn H., Berechnung der Verlustleistung von Kondensatoren bei Belastung mit nicht sinusförmigen Wechselspannungen, Frequenz, 1965, Bd 19, № 11, S. 370—373.
- Tageev B. M., Lergner T. I., Lergner M. M., Permittivity of materials of high power factor, Electrical India, February, 1967, p. 1—5.

[26.12.1969]



ваемом случае свыше 30% нагрузки составляют синхронные двигатели. Поэтому для каждого из рассмотренных вариантов устойчивость проверялась как при изменении нагрузки только синхронных двигателей (критерий $\frac{dP}{ds} > 0$), так и при изменении нагрузки только асинхронных двигателей (критерий $\frac{dP}{ds} > 0$).

При расчетах принималось: частота в системе неизменна;

значение переходной э. д. с. E' синхронных машин с АРВ пропорционального типа (генераторы G и компенсатор на подстанции B) и напряжение на управляемом реакторе U_{up} , снабженном АРВ сильного действия, неизменны; мощность, потребляемая машинами-орудиями, не зависит от скорости вращения.

Определение предела статической устойчивости производилось увеличением активной мощности, потребляемой двигателями за счет их загрузки. Предельным режимом считался режим, при котором дальнейшее увеличение скольжения асинхронных двигателей или угла ротора синхронных двигателей приводит к уменьшению, а не к увеличению потребляемой мощности. Значение мощности, потребляемой на приемном конце передачи в этом режиме, и есть предельная передаваемая мощность. Расчеты показали, что предельная передаваемая мощность практически не зависит ни от того, на каких двигателях — синхронных или асинхронных — увеличивать нагрузку, ни от того, на какой из подстанций приемного конца передачи производится это увеличение.

Коэффициент запаса устойчивости по активной мощности

$$K_P = \frac{P_{up} - P}{P},$$

где P_{up} — предельная передаваемая мощность;

P — передаваемая мощность в исходном режиме.

В дальнейшем эффективность применения тех или иных компенсирующих устройств (реакторы, конденсаторы, компенсатор) оценивается коэффициентом запаса K_P .

При использовании на приемном конце передачи только СК (рис. 3, кривая 1) по линии можно передать 80 Мвт с коэффициентом запаса по устойчивости 6—8%. Значительное уменьшение передаваемой мощности с увеличением коэффициента запаса происходит потому, что в рассматриваемой передаче каждому исходному режиму соответствует свое значение э. д. с. E'_{CK} , которое и принимается неизменным при определении запаса устойчивости этого режима. Зависимость э. д. с. синхронного компенсатора от передаваемой мощности обусловлена существенными отклонениями напряжения на приемном конце передачи при изменении передаваемой мощности. Для поддержания напряжения необходимо изменять нагрузку СК, т. е. менять его э. д. с. E' .

Следовательно, каждому исходному режиму соответствует свое значение предельной передаваемой мощности, которое тем больше, чем большее э. д. с. E'_{CK} . Максимальное значение передаваемой мощности соответствует наибольшему значению э. д. с. E'_{CK} в исходном режиме, т. е. номинальной мощности компенсатора 50 Мвт (генерация), и равно 140 Мвт (рис. 3). Для того чтобы сохранить это предельное значение э. д. с. при меньшей передаваемой мощности, необходимо, чтобы в исходном режиме мощность СК была номинальной, а избыточную реактивную мощность компенсировать с помощью параллельно включенных реакторов. При использовании неуправляемых реакторов регулирование режима передачи осуществляется путем их коммутации. Как показано в приложении, неуправляемые реакторы кроме э. д. с. E'_{CK} , увеличивают регулировочный эффект нагрузки, что также способствует повышению устойчивости передачи.

Из рис. 3 (кривая 2) видно, что применение неуправляемых реакторов совместно с СК позволяет передать по линии

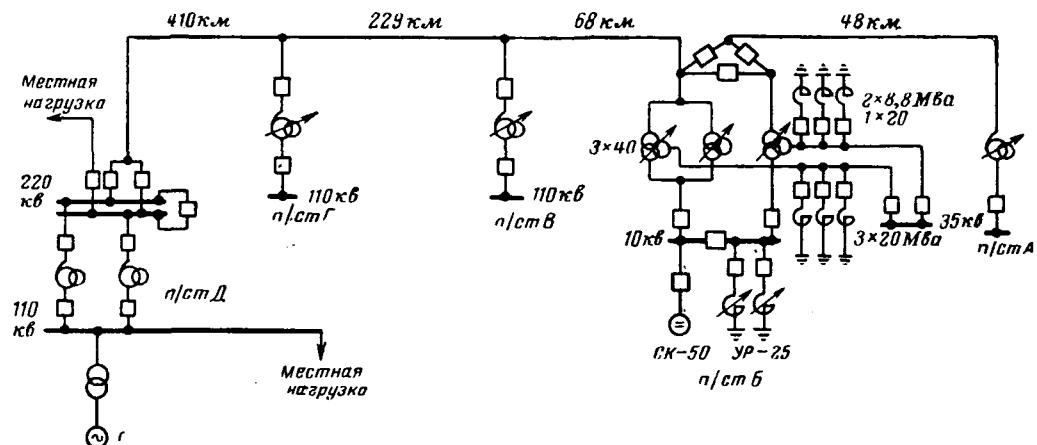


Рис. 1. Схема передачи.

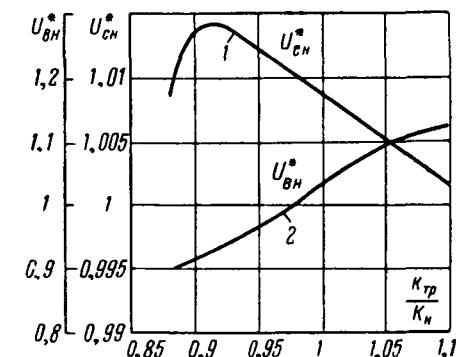


Рис. 2. Зависимость напряжения на подстанции B от коэффициента трансформации.

с запасом 6—8% примерно 93 Мвт, т. е. на 13 Мвт больше по сравнению с вариантом использования только одного СК.

Относительное повышение пропускной способности передачи с неуправляемыми реакторами возрастает с уменьшением передаваемой мощности вследствие увеличения количества (мощности) включенных реакторов. Как показано в приложении, это приводит к увеличению регулировочного эффекта нагрузки.

В рассматриваемом варианте уменьшение напряжения на компенсаторе при возмущении со стороны нагрузки приводит к увеличению токов статора и ротора. А так как в исходном режиме СК был загружен до номинальной мощности, то токи в статоре и роторе превышают номинальные значения на 20—40% (в критическом режиме).

При использовании управляемых реакторов вместе с СК нагрузка между ними распределяется так, чтобы управляемые реакторы потребляли как можно большую мощность. В этом случае наиболее полно используется регулировочный диапазон управляемого реактора и значение э. д. с. E'_{CK} максимально. В режимах, когда управляемые реакторы должны быть загружены до номинального значения, реактивная мощность, генерируемая СК, определяется передаваемой мощностью. В режимах, когда СК загружен до номинальной мощности, баланс реактивной мощности (в соответствии с пере-

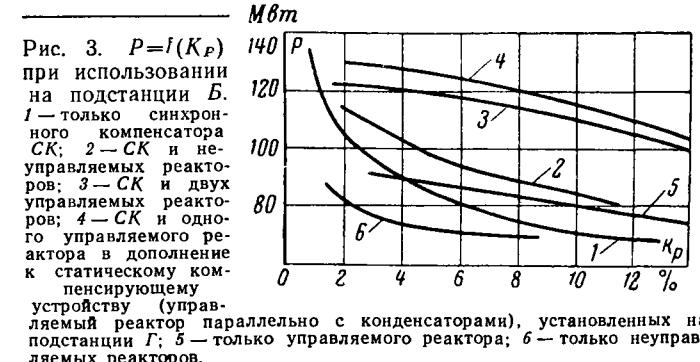
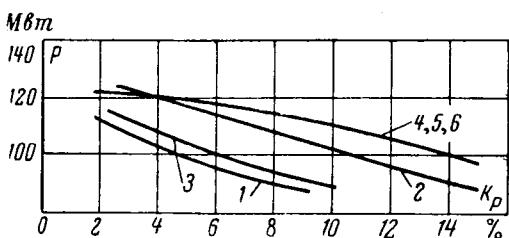


Рис. 3. $P=f(K_p)$ при использовании на подстанции B : 1 — только синхронного компенсатора СК; 2 — СК и неуправляемые реакторы; 3 — СК и двух управляемых реакторов; 4 — СК и одного управляемого реактора в дополнение к статическому компенсирующему устройству (управляемый реактор параллельно с конденсаторами), установленных на подстанции G ; 5 — только управляемого реактора; 6 — только неуправляемых реакторов.

Рис. 4. $P=f(K_p)$ при установке на подстанции B .

1 — CK и неуправляемые реакторы; 2 — CK и одного управляемого реактора; 3 — CK и неуправляемые реакторы совместно с одним управляемым на подстанции D ; 4 — CK и двух управляемых реакторов; 5 — CK и одного управляемого реактора совместно с одним реактором на подстанции D ; 6 — CK и одного управляемого реактора совместно с одним реактором на подстанции G .

даваемой активной мощностью) осуществляется управляемыми реакторами.

Возможное изменение реактивной мощности реакторов ΔQ_{UP} равно разности между мощностью, потребляемой ими в установленном режиме, и мощностью холостого хода. Чем больше ΔQ_{UP} , тем больше значение предельной передаваемой мощности.

Таким образом, каждому установленному режиму соответствует либо свое значение ΔQ_{UP} (при $E'_{CK}=\text{const}$), либо свое значение E'_{CK} (при $\Delta Q_{UP}=\text{const}$), а следовательно, свое значение предельной передаваемой мощности.

За счет быстрого снижения мощности управляемого реактора удается существенно повысить пропускную способность передачи (рис. 3, кривые 2 и 3).

Размещение управляемых реакторов на передаче. Зависимость передаваемой мощности от коэффициента запаса при установке на подстанции B синхронного компенсатора и одного управляемого реактора приведена на рис. 4 (кривая 2). Как видно из рис. 4, применение управляемого реактора вместо неуправляемых (в сочетании с CK) позволяет повысить пропускную способность передачи на 17 Мвт и передать по линии с коэффициентом запаса 6—8% примерно 110 Мвт.

Рассмотрим вариант установки управляемых реакторов в начале передачи на подстанции D *. В этом случае увеличивается потребление реактивной мощности на передающем конце передачи, вследствие чего (при неизменных э. д. с. синхронных машин) уменьшается напряжение. Для восстановления напряжения необходимо увеличить э. д. с. E' генераторов G , что приводит к повышению устойчивости передачи. Кроме того, регулятор реактора, поддерживая неизменным напряжение на шинах реактора, способствует повышению устойчивости передачи. Мощность управляемого реактора, установленного на подстанции D , в установленныхся режимах была принята номинальной для того, чтобы максимально использовать его для повышения устойчивости.

Установка управляемого реактора в начале передачи на подстанции D позволяет передавать по линии 97 Мвт с коэффициентом запаса 6—8% и увеличить пропускную способность передачи на 4 Мвт по сравнению с использованием на подстанции B компенсатора совместно с неуправляемыми реакторами (рис. 4, кривая 3). Такой сравнительно небольшой эффект объясняется незначительным увеличением (на 2—3%) э. д. с. генераторов G , вызванным дополнительным потреблением реактивной мощности реактора.

Таким образом, наиболее целесообразна установка первого управляемого реактора на приемном конце передачи — на подстанции B .

Оптимальное количество управляемых реакторов на передаче определялось путем сравнения зависимостей $P=f(K_p)$, построенных для вариантов использования одного и двух реакторов на подстанции B . Из рис. 4 (кривые 2 и 4) видно, что эффект от применения второго реактора меньше, чем от первого (соответственно 5 и 17 Мвт). Однако использование второго реактора позволяет отказаться от эксплуатации энергопоезда мощностью 4 Мвт. Дальнейшее увеличение количества реакторов неоправдано. Рассматривались также варианты раз-

мещения второго реактора посередине линии (подстанция G) и на передающем конце передачи (подстанция D). В этих случаях для поддержания напряжения по концам линии необходимо увеличить э. д. с. генераторов и компенсатора, что несколько повышает устойчивость передачи.

Из рис. 4 (кривые 4—6) также видно, что степень влияния второго реактора практически не зависит от места его установки.

Рассматривалось изменение пропускной способности передачи, при установке на подстанции G батареи шунтовых конденсаторов параллельно с управляемыми реакторами. При этом предполагалось, что на подстанции B используются CK и один реактор, и батарея конденсаторов установлена на стороне низшего напряжения подстанции. Это позволяет использовать общий выключатель для реактора и батареи, а также уменьшить потери активной мощности в автотрансформаторе (из-за отсутствия перетоков реактивной мощности от батареи к реактору).

Мощность конденсаторной батареи была принята равной номинальной мощности реактора, т. е. 25 Мвт. При этом мощность статического компенсирующего устройства — управляемые реакторы и батарея — может плавно меняться от 0 до 22 Мвар (мощность холостого хода реактора равна 3 Мвар). Как показали расчеты (рис. 3, кривая 4), дополнительная установка конденсаторной батареи параллельно с реакторами увеличивает пропускную способность передачи на 5 Мвт при коэффициенте запаса 6—8%.

Определим теперь эффект от применения на передаче управляемого реактора без CK . В этом случае максимально возможное значение передаваемой мощности равно 95 Мвт. Как видно из рис. 3 (кривые 5 и 6), применение управляемых реакторов вместо неуправляемых позволяет передать по линии с запасом 6—8% около 85 Мвт, т. е. повышает пропускную способность передачи на 15 Мвт. Из сопоставления кривых 1 и 5 рис. 3 видно, что в режимах передачи малых (меньше 90 Мвт) мощностей, когда CK потребляет реактивную мощность, его целесообразно заменить управляемым реактором.

Таким образом, управляемые реакторы являются эффективным средством повышения пропускной способности длинных линий.

Приложение. Устойчивость нагрузки в значительной степени определяется ее регулировочным эффектом по реактивной мощности $\frac{dQ_{\text{нагр}}}{dU}$.

Для определения эффективности различных компенсирующих устройств воспользуемся методом сравнения производных $\frac{dQ}{dU}$ (где Q и U — мощность и напряжение компенсирующего устройства) [Л. 6].

Мощность, генерируемая CK с АРВ пропорционального типа,

$$Q_{CK} = \frac{U - E'_{CK} U}{X'_d} U, \quad (1)$$

где значение э. д. с. E'_{CK} определяется через параметры исходного режима:

$$E'_{CK} = U_0 - \frac{Q_{CK0}}{U_0} X'_d. \quad (2)$$

После подстановки (2) в (1) и преобразований

$$\frac{dQ_{CK}}{dU} = \frac{2U}{X'_d} - \left(\frac{U_0}{X'_d} - \frac{Q_{CK0}}{U_0} \right). \quad (3)$$

При записи уравнений CK принято, что в режиме генерации $Q_{CK} < 0$.

Для неуправляемых реакторов

$$Q_{HP} = Q_{HP0} \left(\frac{U}{U_0} \right)^2 \quad (4)$$

и соответственно

$$\frac{dQ_{HP}}{dU} = 2 \frac{Q_{HP0}}{U_0^2} U, \quad (5)$$

где Q_{HP0} и U_0 мощность и напряжение реакторов в исходном режиме.

* При этом предполагается, что на подстанции B используются CK и неуправляемые реакторы.

Для комбинации СК и неуправляемых реакторов

$$\frac{dQ_{\Sigma}}{dU} = 2 \cdot \frac{U}{X'_d} - \frac{U_0}{X'_d} + \frac{Q'_{CK0}}{U_0} + 2 \frac{Q_{HPO}}{U_0^2} U, \quad (6)$$

где через Q'_{CK} обозначено значение мощности, отличное от значения в (1) и (3), так как загрузка СК при использовании неуправляемых реакторов больше, чем без них.

Сравним (3) и (6), используя соотношение

$$Q_{CK0} = Q_{\Sigma0} = Q'_{CK0} + Q_{HPO}, \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \frac{dQ_{\Sigma}}{dU} - \frac{dQ_{CK}}{dU} &= 2 \frac{U}{X'_d} - \frac{U_0}{X'_d} + \frac{Q'_{CK0}}{U_0} + \\ &+ 2 \frac{Q_{HPO}}{U_0^2} U - 2 \frac{U}{X'_d} + \frac{U_0}{X'_d} - \frac{Q_{CK0}}{U_0} = \frac{Q'_{CK0}}{U_0} + \\ &+ 2 \frac{Q_{HPO}}{U_0^2} U - \frac{Q_{CK0}}{U_0}, \end{aligned} \quad (8)$$

с учетом (7) получим:

$$\frac{dQ_{\Sigma}}{dU} - \frac{dQ_{CK}}{dU} = \frac{Q_{HPO}}{U_0} \left(2 \frac{U}{U_0} - 1 \right). \quad (9)$$

Следовательно,

$$\frac{dQ_{\Sigma}}{dU} > \frac{dQ_{CK}}{dU} \text{ при } U > \frac{U_0}{2}.$$

◆ ◆ ◆

Как показали расчеты, устойчивость режима нарушается при большем напряжении на компенсирующем устройстве (примерно $0,7 - 0,8U_0$). Таким образом, во всем диапазоне от исходного до критического режима значение $\frac{dQ_{\Sigma}}{dU}$ больше $\frac{dQ_{CK}}{dU}$, т. е. комбинация СК и неуправляемых реакторов дает больший эффект, чем СК.

Литература

- Либкинд М. С. и Михневич Г. В., Улучшение режима и повышение пропускной способности передач переменного тока с помощью управляемых ферромагнитных устройств, «Электричество», 1969, № 3.
- Либкинд М. С., Управляемый реактор для линий передач переменного тока, Изд. АН СССР, 1961.
- Гусейнов Ф. Г., Исследование устойчивости нагрузки АзЭнерго, «За технический прогресс», Баку, 1962, № 11.
- Веников В. А. и Жуков Л. А., Регулирование режима электрических систем и дальних электропередач и повышение их устойчивости при помощи управляемых статических ИРМ, «Электричество», 1967, № 6.
- Маркович И. М., Режимы энергетических систем, Госэнергоиздат, 1963.
- Жданов П. С., Устойчивость электрических систем, Госэнергоиздат, 1948.

[12.10.1969]

УДК 621.316.761.2:62-501.72

Автоматизированная аналоговая модель статического компенсатора реактивной мощности

И. В. БЕЛОУСОВ

Москва

Эффективность использования новых источников реактивной мощности в той или иной области энергетики и, особенно их воздействие на режим и динамические свойства электроэнергетической системы, можно подробно исследовать с помощью аналоговой модели этих устройств.

Ниже описана схема и принцип действия модели статического компенсатора, воспроизводящей параллельную работу подмагничиваемого реактора и батареи статических конденсаторов, оснащенных системой автоматического регулирования напряжения непрерывного и релейного действия [Л. 1]. Установка предназначена для работы в составе статических или автоматических моделей электрических систем, разработанных в институте «Энергосетьпроект» [Л. 2].

Как видно на рисунке, конденсаторная батарея представлена в модели в виде двухдекадного магазина емкостей I и 2 со штекерным переключателем.

Подмагничиваемый реактор, принцип действия которого аналогичен работе однотактного магнитного усилителя без обратной связи, моделируется с учетом основного закона магнитного усиления, согласно которому реактор представляется управляемым источником тока в соответствии с уравнением

$$I_{\sim} = I_x + k_I I_y. \quad (1)$$

Экспериментальные исследования показывают, что инерционность подмагничиваемых реакторов в основном определяется отставанием во времени управляющего тока от напряжения на обмотке управления, отставанием же среднего за полупериод значения тока в рабочей обмотке от среднего значения тока управления в этот же полупериод можно преобразовать, считая справедливым и в динамике уравнение (1), полученное для статического режима работы реактора [Л. 3].

Запишем уравнение переходного процесса в цепи управления:

$$\tau \frac{di_y}{dt} + i_y = \frac{e_y}{R_y + R_d}. \quad (2)$$

Следовательно, электромагнитная инерция может быть учтена в модели подмагничиваемого реактора введением устойчивого апериодического звена 1-го порядка, описываемого идентичным уравнением.

Ток в рабочей обмотке реактора изменяется системой автоматического регулирования, управляющей режимом подмагничивания и реагирующей на отклонение напряжения сети от нормального значения. Закон регулирования в операторной форме записывается в виде:

$$(t p + 1) I_{\sim}(p) = k_{AU} [\Delta U(p)]. \quad (3)$$

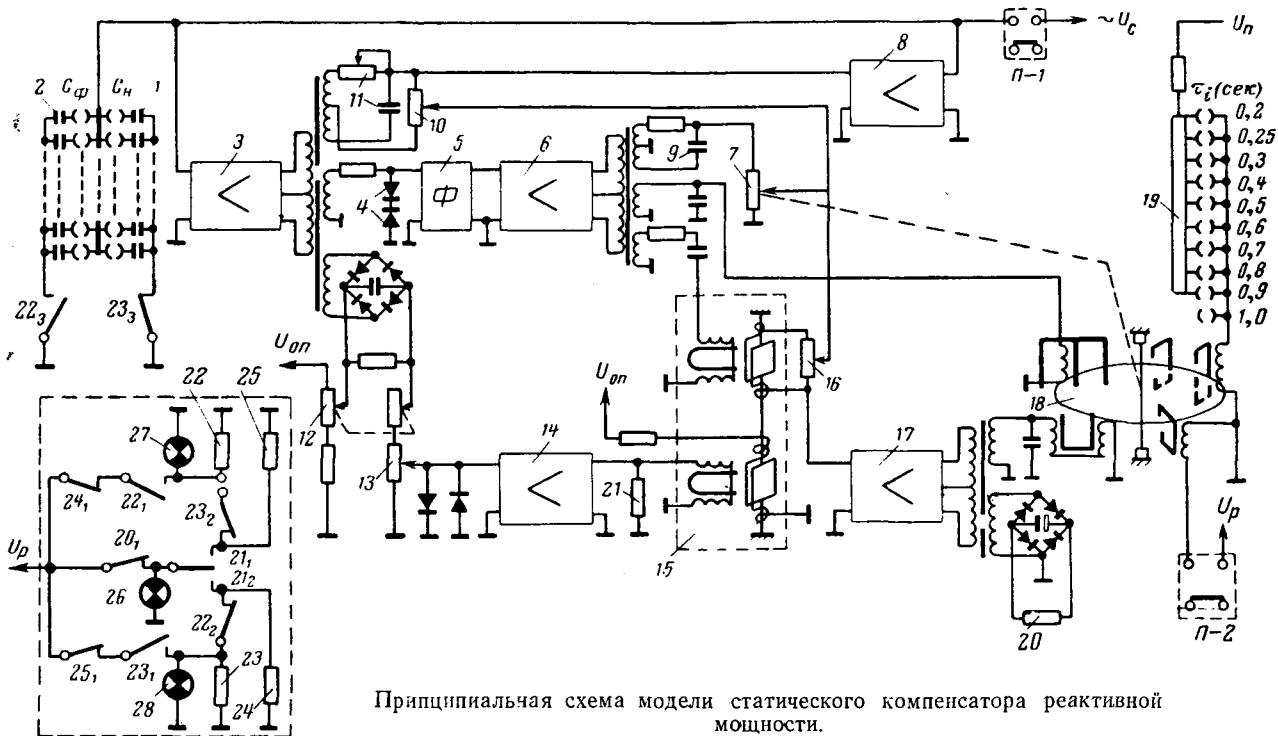
В статическую характеристику регулирования, заложенную в модель управляемого реактора, должны быть введены ограничения по номинальной мощности реактора и обусловленное отсутствием подмагничивания при уменьшении напряжения сети, т. е.

$$\left. \begin{array}{l} I_{\sim} = k_{AU} [\Delta U] \leq U_n \text{ при } \Delta U > 0; \\ I_{\sim} = I_x \text{ при } \Delta U \leq 0. \end{array} \right\} \quad (4)$$

Модель управляемого реактора состоит из устройства «следящей фазы», блока управления и выходного усилителя 8, охваченного отрицательной обратной связью по току.

Устройство «следящей фазы» содержит усилитель 3, на выход которого поступает напряжение сети, встречно включенные стабилитроны 4, ограничивающие одно из выходных напряжений усилителя 3, и полосный фильтр 5, настроенный на 1-ю гармонику напряжения. С помощью $R-C$ цепочки 9 и 11 фаза напряжения на потенциометрах 7 и 10 сдвигается на 90° по отношению к напряжению сети, так что выходной ток усилителя мощности 8 в любом режиме будет иметь только реактивную составляющую. Коррекцией $R-C$ цепочки 11 можно учесть и активную составляющую тока реактора.

Значение мощности холостого хода Q_x моделируемого реактора устанавливается потенциометром 10, напряжение на котором пропорционально напряжению сети. Прирост мощно-



сти реактора, обусловленный подмагничиванием магнитопровода, имитируется изменением напряжения на потенциометре 7, которое непосредственно от напряжения сети не зависит и регулируется блоком управления.

Блок управления включает измерительные 12, 13, преобразовательный 15, интегрирующий 18 и усилительные 14, 17 элементы.

Модель работает следующим образом. Если напряжение сети увеличилось выше номинального ($\Delta U > 0$), в индукционном преобразователе датчика 15 наводится э. д. с. e_y , пропорциональная отклонению напряжения ΔU , под действием которой электромеханический интегратор 18 с заданной скоростью интегрирования t_i начинает перемещать скользящий контакт потенциометра 7, увеличивая напряжение на входе усилителя мощности 8. Реактивная мощность, потребляемая устройством из сети, возрастает, что приводит к снижению напряжения. Прирост мощности, определяемый кратностью регулирования реактора, задается на потенциометре 16, причем предельная мощность ограничена углом поворота рамки датчика 15.

Если напряжение сети уменьшилось ($\Delta U \leq 0$), э. д. с. e_y ограничивается до нуля. Нагрузка управляемого реактора начинает уменьшаться, что, в свою очередь, вызывает повышение уровня напряжения в сети.

Электромеханический интегратор 18 может быть остановлен специальным тормозным реле, включаемым тумблером П-2. Развитие переходного процесса происходит в модели в замедленном масштабе времени (1 : 100) так же, как и в автоматической модели электрических систем [Л. 2]. Присоединение входа и выхода модели реактора к общему узлу сети создает отрицательную обратную связь, что обеспечивает устойчивость работы модели во всех режимах.

В предлагаемой схеме моделирования реактора не предусмотрено регулирование по производным системных величин. При необходимости соответствующие блоки могут быть подключены к входу усилителя 14. Чувствительность и погрешность устройства в целом определяются качеством интегрирующего привода и в опытном образце составляли соответственно 0,5 и 1÷2%.

По окончании переходного процесса, когда сигнал на входе усилителя 17 равен нулю, обесточивается чувствительное реле баланса 20, питающееся от мостовой схемы на выходе

усилителя 17. Контакт этого реле 20₁ замыкает цепь сигнальной лампочки 26.

При уменьшении напряжения сети ниже допустимого подвижный контакт поляризованного реле 21 перебрасывается в положение 21₁. Таким образом, выполняется необходимое условие форсировки конденсаторной батареи. Однако срабатывание реле 22, реализующего эту операцию, может произойти только в том случае, если одновременно выполняется и достаточное условие, т. е. будет замкнут и контакт 20₁. При понижении напряжения сети выполнение необходимого и достаточного условия форсировки конденсаторов возможно лишь в режиме холостого хода управляемого реактора, когда сигнал, снимаемый с потенциометра 7, станет равным нулю.

При увеличении напряжения сети сверх допустимого и номинальной нагрузке управляемого реактора создаются условия, аналогичные моменту форсировки. На этот раз срабатывает реле 23, полностью отключающее конденсаторную батарею, вследствие чего напряжение сети уменьшается. При необходимости плавное регулирование напряжения осуществляется моделью управляемого реактора.

Принятые обозначения:
 I_{\sim} — ток в рабочей обмотке реактора;
 I_y — ток в обмотке подмагничивания с активным сопротивлением R_y ;
 k_I , $k_{\Delta U}$ — коэффициенты усиления по току и отклонению напряжения;
 τ — постоянная времени реактора;
 e_y — напряжение холостого хода на зажимах источника подмагничивания с внутренним сопротивлением R_d ;
 I_x — ток холостого хода управляемого реактора.

Литература

1. Белоусов И. В., Устройство для моделирования компенсатора реактивной мощности, Авторское свидетельство № 259494 от 16.IX.1968, «Бюлл. изобр.» № 2, 1970.
2. Азарьев Д. И., Математическое моделирование электрических систем, Госэнергониздат, 1962.
3. Розенблат М. А., Магнитные усилители, изд-во «Советское радио», 1960.

[9.12.1969]



Электрическая прочность элегаза в поле коаксиальных электродов

Доктор техн. наук А. М. ЗАЛЕССКИЙ, канд. техн. наук А. И. ПОЛТЕВ

и инж. А. Л. ВИЛЕНЧУК

Ленинград

Введение. В последние годы появилось значительное количество разработок высоковольтной аппаратуры с использованием элегаза, как основной изолирующей среды.

Одним из основных направлений исследований в этой области является разработка герметизированных распределительных устройств, высоковольтных трансформаторов тока, газонаполненных кабелей, датчиков напряжения и т. д. В перечисленных выше устройствах наиболее часто встречающимся элементом конструкции является система коаксиально расположенных электродов.

В большинстве случаев газовая изоляция применяется в сочетании с каким-либо твердым изоляционным материалом, налия которого может существенно изменить прочностные характеристики промежутка. Из-за искажения электрического поля, явлений на поверхности твердых изоляционных материалов, их когезии к поверхности электродов разрядное напряжение может значительно снижаться по сравнению с пробивным напряжением чисто газового промежутка. Различными мерами (изменением конфигурации распорок, увеличением когезии и т. п.) можно довести разрядное напряжение по поверхности твердой изоляции до пробивного напряжения чисто газового промежутка. При применении простых по форме изоляционных распорок происходит снижение пробивного напряжения чисто газового промежутка на 10—15%, которое допускается в отдельных случаях. Таким образом, при разработке высоковольтной аппаратуры пробивное напряжение чисто газового промежутка является исходным параметром для определения конструкции распорок, переходов, соединительных узлов и т. д.

Электрическая прочность газового промежутка в системе коаксиальных электродов зависит от напряженности поля на поверхности внутреннего электрода, которая, как известно, определяется выражением:

$$E = \frac{U}{r \ln \frac{R}{r}}, \quad (1)$$

где U — разность потенциалов между электродами;

R — радиус внешнего цилиндра;

r — радиус внутреннего цилиндра.

Располагая экспериментальными значениями пробивного напряжения для электродов с различными значениями r и $\frac{R}{r}$,

можно построить кривые $E_{\text{пр}}$ и использовать их для расчетов конструкций.

Исследование электрической прочности элегаза в поле коаксиальных электродов в широком диапазоне изменения размеров электродов и давлений до сих пор не проводилось. В [Л. 1] исследовалась электрическая прочность элегаза в системе электродов с размерами $D = 30 \text{ мм}$ и $d = \frac{D}{1,5} \div \frac{D}{50}$.

Зависимости $U = f\left(\frac{D}{d}\right)$ были получены при давлениях 1,03;

1,53; 2,22 ата для различных видов приложенного напряжения. В [Л. 2 и 3] приводятся зависимости пробивного напряжения от давления элегаза $U_{\text{пр}} = f(P)$ для electrostaticских ускорителей заряженных частиц. Рассмотренные конструкции имели радиальные размеры: $D = 900 \text{ мм}$ и $d = 380 \text{ мм}$ в [Л. 2]; $D = 1370 \text{ мм}$ и $d = 560 \text{ мм}$ в [Л. 3]. Эти конструкции существенно отличаются от системы коаксиальных электродов, в которой краевой эффект практически исключен. В [Л. 4] представлены разработки конструкции трансформатора тока, в котором принята такая же конфигурация электродов, как и в [Л. 1]. Импульсная прочность элегаза при размерах электродов $D = 155 \text{ мм}$, $d = 57 \text{ мм}$ и давлении $2,1 \text{ кг}/\text{см}^2$ достигала $24 \text{ кв}/\text{мм}^2$. В [Л. 5] исследовался опытный образец газонаполненного кабеля ($D = 340 \text{ мм}$ $d = 114 \text{ мм}$). Внутренний электрод центрировался в оболочке распорками, изготовленными из фарфора и эпоксидного компаунда. Конструкция распорок снижала элек-

6*

трическую прочность чистогазового промежутка на 15—20%. Коэффициент импульса при давлениях до $3 \text{ кг}/\text{см}^2$ был примерно равен 1,4.

Тем не менее эти и ряд других работ не дают возможность представить картину зависимости электрической прочности элегаза в системе коаксиальных электродов от их размеров и давления.

Ниже приводятся результаты исследования электрической прочности элегаза при переменном напряжении промышленной частоты.

Методика исследования. Исследование газового промежутка между коаксиальными электродами можно рассматривать как изучение влияния на величину электрической прочности в основном трех параметров: внутреннего диаметра D внешнего электрода; внешнего диаметра d внутреннего электрода; давления изолирующей среды (элегаза).

Примем в качестве критерия электрической прочности значение максимальной в промежутке напряженности поля.

Меняя параметры, входящие в (1), мы можем по полученным экспериментальным значениям пробивного напряжения $U_{\text{пр}}$ вычислить величину пробивной напряженности $E_{\text{пр}}$ в интересующем нас диапазоне размеров R и r (D и d).

Для исследования электрической прочности промежутков был выбран диапазон отношений $\frac{D}{d}$ в пределах от 1,3 до 10.

Особый интерес представляет область отношений $\frac{D}{d}$, близких к оптимальным, т. е. при $\frac{D}{d} \approx e$.

Диаметры внешнего электрода (D) для исследуемых промежутков были выбраны равными 30, 40, 50, 80, 110 и 140 мм. В качестве материала для изготовления внутренних электродов применялась латунь. Внешние электроды, за исключением электрода с $D = 140 \text{ мм}$ (стального) были изготовлены также из латуни.

Все образцы (кроме цилиндра $D = 140 \text{ мм}$) имели тщательно отполированную поверхность. Форма электродов исключала появление краевого эффекта.

Большое внимание при проведении экспериментов уделено чистоте и отсутствию примесей воздуха и влаги в элегазе. Для этого применялось двойное вакуумирование камеры с промежуточным заполнением камеры элегазом.

Элегаз при подаче в камеру с исследуемым промежутком осушался путем пропускания через силикатный осушитель со скоростью порядка 5 л/мин. С увеличением давления в камере скорость подачи элегаза уменьшалась до 3 л/мин.

Все эксперименты проводились в разработанной и изготовленной секционированной камере из стеклопластика с размерами, обеспечивающими минимальное влияние элементов камеры на протекание процессов в исследуемых промежутках коаксиальных электродов (рис. 1).

Конструкция узла точной установки соосности электродов, состоящая из цангового зажима для наружного и шарового шарнира для внутреннего электрода, позволяла дости-

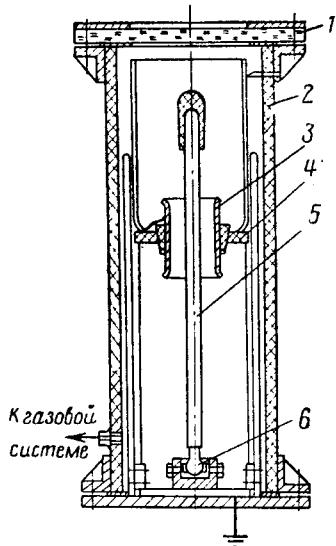


Рис. 1. Испытательная камера.
1 — смотровой фланец; 2 — стеклопластик; 3 — внешний электрод; 4 — цанговый зажим; 5 — внутренний электрод; 6 — шаровой шарнир.

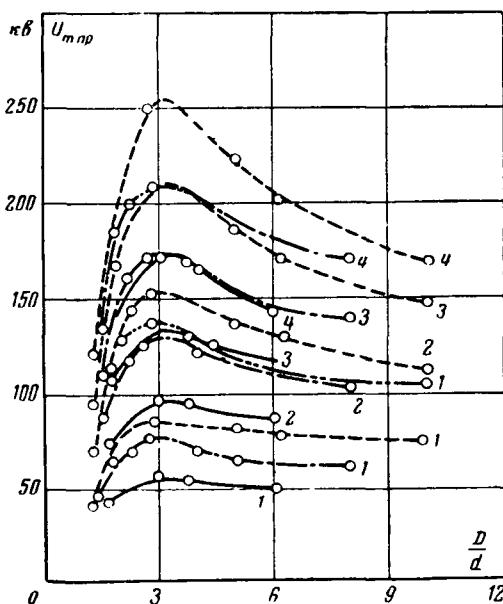


Рис. 2. Зависимость пробивного напряжения $U_{m\text{пр}}$ от отношения $\frac{D}{d}$ и давления p для различных значений D . (Цифры у кривых соответствуют давлению элегаза p , ата).
 — $D=30$ мм; - - - $D=40$ мм; - - - $D=50$ мм;
 - - - - $D=60$ мм.

гать такой точности установки, что разряды происходили равномерно по окружности кольцевого зазора.

Предварительными опытами было установлено, что при определенном сочетании диаметром исследуемых электродов D и d и диаметра подводящего цилиндра, пробивное напряжение между концом внутреннего электрода и подводящим цилиндром было ниже, чем между исследуемыми электродами.

Во избежание подобного явления была применена фторопластовая насадка, которая выравнивала поле на конце внутреннего электрода.

Эксперименты проводились при комнатной температуре, некоторые изменения которой от опыта к опыту, как показали расчеты, мало сказывались на изменение величины плотности газа и на полученных величинах пробивного напряжения $U_{m\text{пр}}$ промежутков. При определении зависимости пробивного напряжения от давления элегаза давление в камере изменялось в пределах от 1 ата до 4 ата. После установки очередного значения давления выдерживалась пауза для выравнивания температуры в камере. Источником высокого напряжения промышленной частоты являлся либо трансформатор ИОМ-100, либо каскад на напряжение 1000 кв. Пульты управления обеспечивали плавный подъем напряжения вплоть до пробоя. Скорость подъема напряжения перед пробоем не превышала 2–5 кв/сек.

Результаты экспериментов. Экспериментальная часть работы состояла из двух серий опытов. В первой серии исследовалось влияние изменения величины диаметра внутреннего электрода d на изменение пробивного напряжения $U_{m\text{пр}}$ при фиксированных значениях диаметра оболочки ($D=30, 40, 50, 80$ мм). При этом давление элегаза менялось от 1 до 4 ата.

На рис. 2 приведены характерные зависимости пробивного напряжения при изменении величин отношения $\frac{D}{d}$ и давления.

Зависимости $U_{m\text{пр}} = f\left(\frac{D}{d}\right)$ или $U_{m\text{пр}} = f(d)$ при достижении максимальных значений имеют плоскую вершину, что позволяет значительно расширить диапазон применимых отношений $\frac{D}{d}$ и номенклатуру типоразмеров внутреннего электрода при выбранном допустимом снижении этих значений $U_{m\text{пр}}$, например на 5%.

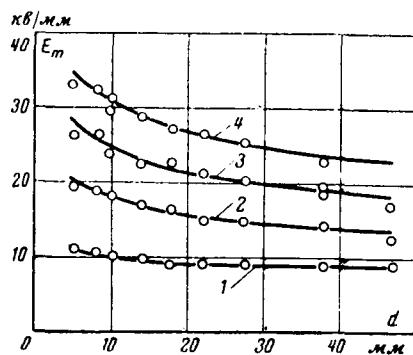


Рис. 3. Зависимость пробивной напряженности на поверхности внутреннего электрода от величины диаметра d . (Цифры у кривых соответствуют давлению элегаза p , ата).

Видно, что максимум пробивного напряжения смещается при увеличении давления. Оценка указанного смещения в зависимости от d приводится ниже.

Во второй серии опытов исследовалась электрическая прочность промежутков при дальнейшем увеличении диаметра оболочки D (80, 110, 140 мм). Отношение $\frac{D}{d}$ принималось близким к оптимальному при различных давлениях элегаза. По полученным результатам первой и второй серии опытов построены зависимости пробивной напряженности на поверхности внутреннего электрода $E_{m\text{пр}}$ от диаметра внутреннего электрода d при различных давлениях (рис. 3). Из рис. 3 следует, что при давлении 1 ата совокупность экспериментальных значений $E_{m\text{пр}}$ (рассчитаны по $U_{m\text{пр}}$) соответствует сильной корреляции.

По мере увеличения давления несколько повышается разброс опытных точек, что объясняется использованием данных, полученных при различных значениях коэффициента неравномерности ($1,17 \div 3,8$). С известными приближениями характер изменения $E_{m\text{пр}}$ можно выразить эмпирической зависимостью вида:

$$E_{m\text{пр}} = E_0 \left(1 + \frac{a}{\sqrt{d}}\right), \quad (2)$$

где

$$E_0 = 5,3 (1 + 0,465p); \quad a = 4 - \frac{3,2}{p}.$$

Здесь p — давление элегаза, ата.

Линейный характер зависимости $E_{m\text{пр}} = f\left(\frac{1}{\sqrt{d}}\right)$ позво-

ляет произвести экстраполяцию и сравнить полученные результаты с данными других авторов. Приведенные на рис. 4 данные из [Л. 1] хорошо согласуются с публикуемыми в статье. Если увеличить на 15% результаты, полученные в [Л. 5] при наличии распорок, снижающих величину электрической прочности чисто газового промежутка, то до давления 3 ата они совпадают с нашими, а при давлении 4 ата наблюдается различие порядка 10%. Наконец, полученные нами результаты можно сравнить с данными [Л. 4], если восполь-

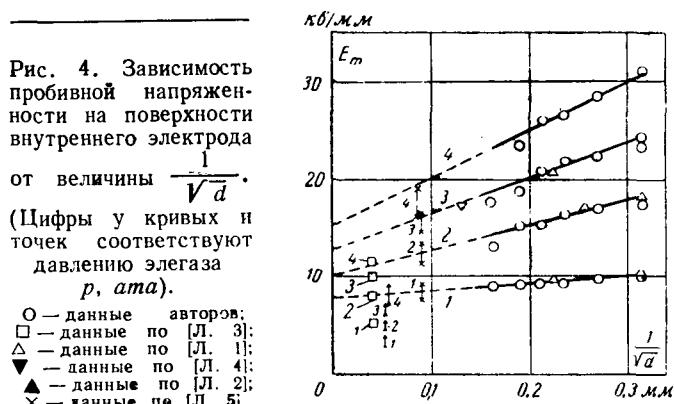


Рис. 4. Зависимость пробивной напряженности на поверхности внутреннего электрода E_m от величины $\frac{1}{\sqrt{d}}$. (Цифры у кривых и точек соответствуют давлению элегаза p , ата).
 ○ — данные авторов;
 □ — данные по [Л. 3];
 △ — данные по [Л. 1];
 ▼ — данные по [Л. 4];
 ▲ — данные по [Л. 2];
 × — данные по [Л. 5].

зоваться коэффициентом импульса из [Л. 5]. И в этом случае наблюдается довольно хорошее совпадение.

Следует отметить, что данные [Л. 2 и 3] существенно отличаются от полученных нами. Это отличие объясняется, по-видимому, различием условий эксперимента.

Уравнение (2) в диапазоне $d=8-200 \text{ мм}$ и давлений $p=1 \div 4 \text{ ата}$ позволяет получить точность расчета с погрешностью не выше 5-6% при $K_n=1,7 \div 2$. Каждая точка, приведенная нами на экспериментальных кривых, есть среднее значение из минимального количества опытов, необходимых для получения значений пробивного напряжения с надежностью порядка 0,95 при величине случайной ошибки, близкой к единице.

Представляется интересным выяснить, чем объясняется сдвиг максимума $U_{\text{пр}}$ при изменении давления и отношения $\frac{D}{d}$ (см. рис. 2).

Воопользуемся уравнением (1), в котором значение E находим по выражению:

$$E = E_0 \left(1 + \frac{a_1}{r} \right),$$

где $a_1 = \frac{a}{V^2}$ определяется уравнением (2).

Из (1) следует:

$$U_{\text{пр}} = E_{\text{пр}} r \ln \frac{R}{r} = |E_0 \left(1 + \frac{a_1}{Vr} \right) r \ln \frac{R}{r}|.$$

Приравняв нулю производную

$$\frac{dU_{\text{пр}}}{dr} = E_0 \left[\left(1 + \frac{a_1}{2Vr} \right) \ln \frac{R}{r} - \frac{a_1 Vr + r}{r} \right] = 0,$$

после сокращения на E_0 получим:

$$\ln \frac{R}{r} = \frac{1 + \frac{a_1}{Vr}}{1 + \frac{a_1}{2Vr}}, \quad (3)$$

где $a_1 = f(p)$.

Очевидно, что при $r > 1$ будет справедливо неравенство:

$$1 + \frac{a_1}{Vr} > 1 + \frac{a_1}{2Vr}.$$

С увеличением давления p величина a_1 возрастает и, следовательно, согласно (3) увеличивается и отношение $\frac{R}{r}$. Это означает, что максимум $U_{\text{пр}}$ при повышении давления будет сдвигаться в сторону больших отношений.

Увеличение оптимального отношения $\frac{D}{d}$ за счет ионизационных процессов особенно сильно выражено в области сравнительно небольших величин диаметров внутреннего электрода (рис. 5). С увеличением диаметра d зависимость $\frac{D}{d} = f(d)$ резко падает, стремясь к $\frac{D}{d} = e$.

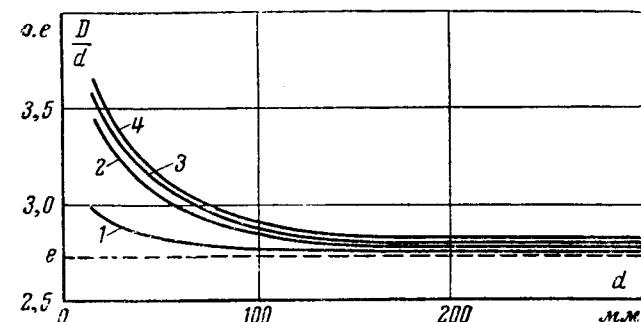


Рис. 5. Зависимость оптимального отношения $\frac{D}{d}$ от величины диаметра внутреннего электрода d . (Цифры у кривых соответствуют давлению элегаза p , ата.)

Выводы 1. Результаты исследования позволили получить эмпирическую формулу зависимости электрической прочности элегаза в системе коаксиальных электродов от диаметра внутреннего электрода и давления элегаза.

2. Оптимальное отношение диаметров электродов $\frac{D}{d}$ с увеличением давления элегаза при значениях $d < 150 \text{ мм}$ заметно смещается в сторону значений $\frac{D}{d} > e$.

3. Тангенс угла наклона кривых на рис. 4 определяет ширину диапазона применимых отношений $\frac{D}{d}$. С ростом давления и величины $\frac{1}{Vd}$ диапазон применимых отношений сужается.

Литература

- Howard P., Insulation properties of compressed electronegative gases, IEE, 1957, Part A. 104.
- Tripp I. G., Compressed gas insulation and electric power systems, Rep № 43. Proc. of Intern. conf. on Gas Discharge. Leatherhead, 1962.
- Buechler W., Van de Graaff and an., Electrostatic Accelerator for electrons, The Review of scientific instruments, v. 18, № 10, 1947.
- Flack T., Todd M., The Development of Gas Insulated H. V. Current Transformer. Rep. № 44 Proc. of Intern. conf. on Gas Discharge Leatherhead, 1962.
- Fukuda S., EHV Cables with compressed Gas Insulation, IEEE, PAS, 1967, v. 86, № 1.
- Сканави Г. И., Физика диэлектриков (область сильных полей), Физматгиз, 1958.
- Залесский А. М., Электрические аппараты высокого напряжения, Госэнергоиздат, 1957.
- Ретер Г., Электронные лавины и пробой в газах, изд-во «Мир», 1968.

[25.7.1969]



Реле сопротивления с эллиптической характеристикой срабатывания

Инж. В. Л. КАРЦЕВ

Энергосетьпроект

При проектировании длинных и сильно нагруженных линий электропередачи, принимая во внимание требования дальнего резервирования, возникают трудности, связанные с выбором чувствительности пусковых органов дистанционных защит, и даже направленные реле сопротивления оказываются в ряде случаев недостаточно чувствительными.

При коротких замыканиях с учетом переходных сопротивлений ориентировочно можно считать, что вектор сопротивления, измеряемый реле, не выходит за пределы площади $ABCD$ (рис. 1).

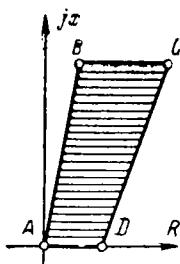


Рис. 1. Область расположения точек короткого замыкания.
 AB — вектор сопротивления при металлическом замыкании на линии электропередачи; BC — вектор сопротивления дуги при коротком замыкании в конце линии; AD — тоже, при коротком замыкании в начале линии.

Реле сопротивления с характеристикой срабатывания, подобной указанной на рис. 1, является идеальным для защит длинных, сильно нагруженных линий электропередачи.

Однако такое реле сопротивления, выполненное без применения импульсной техники и полупроводниковых приборов оказывается весьма сложным. В свою очередь, использование импульсного принципа вызывает необходимость принятия специальных мер, повышающих помехоустойчивость устройств.

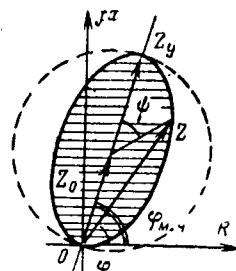


Рис. 2. Эллиптическая характеристика направленного реле сопротивления.
 Z_y — вектор сопротивления уставки реле ($Z_y=2Z_0$); Z — вектор сопротивления текущей точки характеристики; $\Phi_{m, \text{ч}}$ — угол максимальной чувствительности реле.

Поэтому представляется целесообразным использовать реле сопротивления, выполненные на импульсном принципе, лишь в защитах линий электропередачи сверх высокого напряжения (750 кВ и выше), где одновременно требуется высокое быстродействие защиты (около одного периода), которое может быть обеспечено указанными реле.

Для линий электропередачи напряжением до 500 кВ, где требуемое быстродействие составляет около двух периодов, возможно использование реле сопротивления с характеристикой срабатывания в виде эллипса (рис. 2), весьма близко приближающейся по форме к идеальной характеристике, которая может быть получена простым и надежным способом.

В институте Энергосетьпроект разработано направленное реле сопротивления с эллиптической характеристикой сраба-

тывания для пускового органа защиты ДЗ-2*. Указанная характеристика срабатывания получена благодаря использованию переменной составляющей выпрямленного тока на выходе схемы сравнения абсолютных значений двух электрических величин.

Принципы выполнения реле сопротивления на выпрямленных токах с эллиптической характеристикой, выполненные по схеме сравнения абсолютных значений электрических величин, либо весьма сложны по реализации [Л. 1], либо требуют реагирующие устройства со специальной характеристикой, которая может быть получена лишь с использованием транзисторов [Л. 2].

Рассмотренный ниже способ получения характеристики срабатывания, близкой к эллипсу, не имеет этих недостатков, весьма прост и не требует для своей реализации специального реагирующего устройства. В качестве последнего

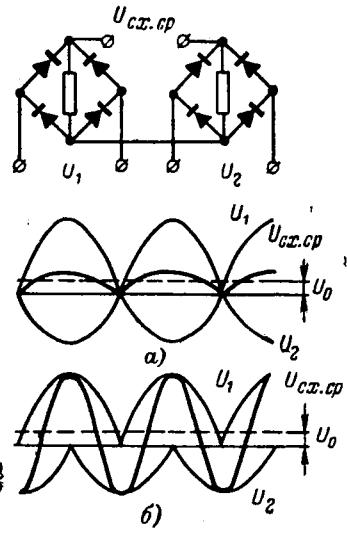


Рис. 3. Диаграмма напряжений схемы сравнения.

$U_{\text{cpx}, \text{cr}}$ — напряжение на выходе схемы сравнения; U_0 — постоянная составляющая напряжения на выходе схемы сравнения: а) $\Phi=0^\circ$ (180°); б) $\Phi=90^\circ$ (270°).

может быть применено любое электромеханическое реле или усилитель на транзисторах, реагирующие на среднее значение тока.

В реле полного сопротивления с характеристикой срабатывания в комплексной плоскости в виде окружности сравниваются по абсолютному значению: рабочее напряжение $\dot{U}_1 = iZ$ и тормозное $-\dot{U}_2 = \dot{U}$.

При этом известно, что уровень переменной составляющей напряжения на выходе схемы сравнения при срабатывании реле зависит от соотношения углов сравниваемых электрических величин при постоянстве их амплитуд. Минимальное значение переменной составляющей напряжения имеет место при угле сдвига фаз между рабочим и тормозным напряжениями $\Phi=0$ (180°) и максимальное при $\Phi=90^\circ$ (270°) (рис. 3).

Указанное качество использовано для получения характеристики реле, близкой к эллиптической. Для этого переменная составляющая напряжения (тока) с частотой 100 Гц (другими четными гармониками ввиду их малого значения

* Предложение С. Я. Петрова, В. Л. Карцева и Л. Н. Дятловой.

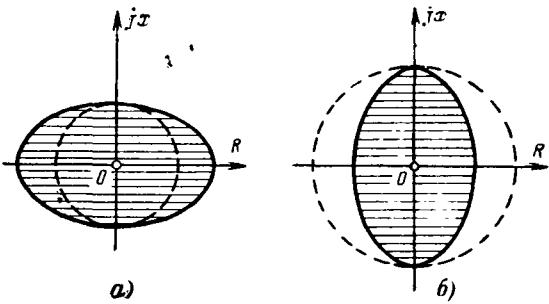


Рис. 4. Эллиптические характеристики реле полного сопротивления.
а — при согласном действии напряжения постоянной составляющей схемы сравнения и выпрямленного напряжения переменной составляющей;
б — при встречном действии напряжений.

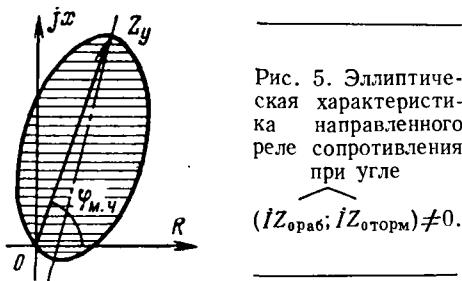


Рис. 5. Эллиптическая характеристика направленного реле сопротивления при угле $(IZ_{\text{раб}}; IZ_{\text{торм}}) \neq 0$.

можно пренебречь), полученная либо с дополнительной обмоткой дросселя последовательного фильтра 2-й гармоники, либо через трансформатор, включенный на выход схемы сравнения, подается последовательно (принципиально можно и параллельно) на вход реагирующего устройства встречно или согласно относительно постоянной составляющей напряжения (тока) от схемы сравнения. Характеристики реле сопротивления приведены на рис. 4, а и б. Реле сопротивления с характеристикой срабатывания, представленной на рис. 4, а, может оказаться целесообразным для выполнения защит линий электропередачи 35 кВ и кабельных линий, когда необходимо повысить чувствительность защит к замыканиям через переходные сопротивления.

Если схема цепей переменного тока выполнена подобно той, что используется для направленного реле сопротивления с характеристикой срабатывания в виде окружности, проходящей через начало координат комплексной плоскости сопротивлений, то характеристика реле имеет вид, изображенный на рис. 2. При этом к схеме сравнения подводятся рабочее напряжение $\dot{U}_1 = IZ_0$ и тормозное — $\dot{U}_2 = \dot{U} - IZ_0$.

Условие действия реле

$$|IZ_0| - |\dot{U} - IZ_0| - k ||\dot{U} - IZ_0| - |IZ_0| e^{j2\phi}| > 0, \quad (1)$$

где \dot{U} , I — линейные напряжения и ток, подводимые к реле; Z_0 — вектор сопротивления, определяющий положение центра характеристики;

k — коэффициент использования переменной составляющей тока на выходе схемы сравнения;

ϕ — угол сдвига между сравниваемыми напряжениями.

При замене знака неравенства знаком равенства в выражении (1) и учитывая, что $\dot{U}/I = Z$, получим уравнение граничной линии:

$$|Z_0| - |Z - Z_0| = k | |Z - Z_0| - |Z_0| e^{j2\phi} |. \quad (2)$$

Из (2) видно, что граничная линия не зависит от тока. После преобразований (2) получим:

$$(Z')^2 - 2 \left(1 + 2 \frac{k^2}{1-k^2} \sin^2 \phi \right) Z' + 1 = 0, \quad (3)$$

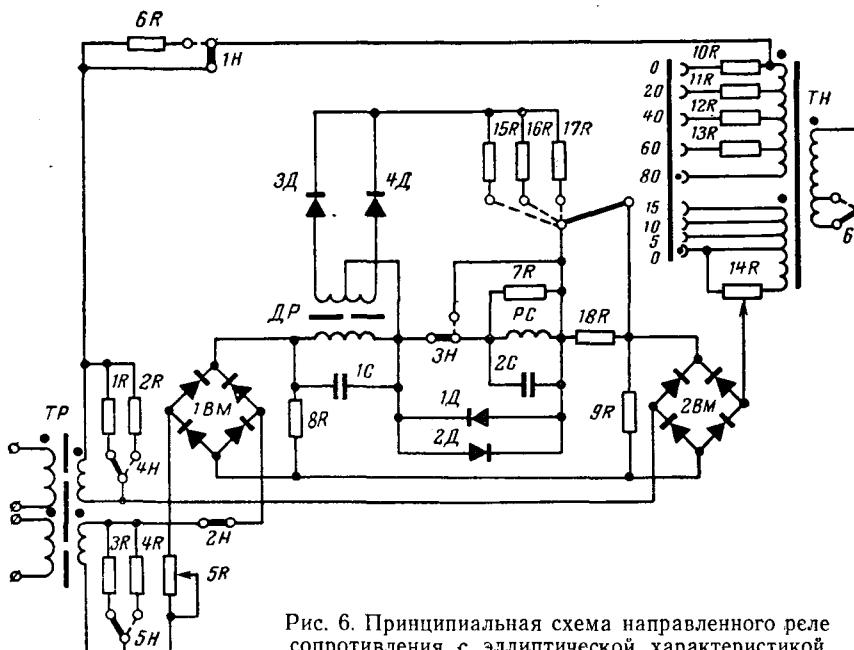


Рис. 6. Принципиальная схема направленного реле сопротивления с эллиптической характеристикой срабатывания.

где

$$Z' = \frac{|Z - Z_0|}{|Z_0|}.$$

Решая (3), определим:

$$Z' = \frac{1 + k^2 - 2k^2 \cos^2 \phi - 2k |\sin \phi| \sqrt{1 - k^2 \cos^2 \phi}}{1 - k^2}. \quad (4)$$

Из (4) видно, что Z' является функцией угла ϕ и достигает максимального значения ($Z' = 1$) при $\phi = 0^\circ$ (180°) и минимального ($Z' = \frac{1-k}{1+k} < 1$) при $\phi = 90^\circ$ (270°).

Значение Z' является величиной относительной и при $\phi = 90^\circ$ (270°) выражает отношение осей эллипса ε . Коэффициент использования переменной составляющей тока на выходе схемы сравнения реле для принятых значений ε может быть определен из уравнения (4):

$$k = \frac{1 - \varepsilon}{1 + \varepsilon}. \quad (5)$$

Реальные характеристики реле сопротивления из-за влияния нелинейных сопротивлений диодов отличаются от теоретических, особенно в точках характеристики, близких к большой оси эллипса, где значение переменной составляющей напряжения 100 градусов на выходе схемы сравнения реле невелико.

Отметим, что если в направленном реле сопротивления напряжение $\dot{U} = IZ_0$, подводимое к рабочему контуру, сдвинуть по фазе относительно напряжения, подводимого к тормозному контуру, можно получить эллиптическую характеристику, в которой вектор Z_y не будет совпадать с направлением большой оси эллипса (рис. 5).

Полная схема реле. Схема направленного реле сопротивления с эллиптической характеристикой срабатывания приведена на рис. 6. Как и направленное реле сопротивления с характеристикой срабатывания в виде окружности схема реле содержит: трансформатор напряжения T_H , трансреактор TP , схему сравнения $1BM$, $2BM$, $8R$, $9R$, слаживающий фильтр DP , $1C$, реагирующий орган PC (магнитоэлектрическое реле типа М237 с током срабатывания $I_{\text{ср}} = 10 \text{ мка}$ и $R_p = 1500 \text{ ом}$) и другие вспомогательные элементы.

Кроме того, схема реле дополнительно содержит выпрямительные диоды $3D$, $4D$, осуществляющие двухполупериодное выпрямление тока 2-й гармоники, выделяемого в дополнительной обмотке дросселя слаживающего фильтра и активные сопротивления $15R$ — $17R$ для ступенчатой регулировки отношения осей эллипса реле сопротивления.

Регулирование уставки сопротивления производится изменением числа вторичных витков трансформатора напряжения через 5 и 20% и плавно, в пределах 5%, потенциометром $14R$. Для сохранения неизменным сопротивления тормозного контура реле сопротивления последовательно с отпайками TH для грубой регулировки уставки включены компенсирующие сопротивления $10R-13R$.

Фаза напряжения $\dot{U} = IZ_0$ относительно первичного тока I , вводимого в тормозной контур и определяющего угол максимальной чувствительности направленного реле сопротивления, устанавливается сопротивлениями $1R, 2R$. В реле предусмотрено получение двух значений угла максимальной чувствительности (65° и 80°). При изменении угла максимальной чувствительности в реле предусмотрено:

для исключения смещения характеристики реле относительно начала координат комплексной плоскости сопротивлений вследствие изменения соотношения напряжений IZ_0 , вводимых в тормозной и рабочий контуры реле, параллельно вторичной обмотке трансреактора рабочего контура сопротивления $3R, 4R$;

для сохранения значения сопротивления уставки реле вследствие изменения напряжений IZ_0 , соответствующее изменение коэффициента трансформации трансформатора напряжения ($6H$).

В направленном реле сопротивления применен трансреактор TP специальной конструкции, обеспечивающий одинаковый характер зависимости напряжений IZ_0 , вводимых в контуры реле, от тока. Первичные обмотки трансреактора расположены на среднем, не имеющем воздушного зазора, керне $Ш$ -образного железа, а две вторичные обмотки, для исключения влияния рабочего и тормозного контуров реле друг на друга, расположены на крайних кернах с воздушным зазором.

Сопротивление $6R$, вводимое в тормозной контур реле, предусмотрено для обеспечения возможности смещения характеристики в сторону третьего квадранта комплексной плоскости сопротивлений.

Кремниевые диоды $1D, 2D$, имеющие порог открытия $0.25-0.3$ в, предназначены для ограничения тока через рамку магнитоэлектрического реле до допустимых значений. Учитывая сравнительно высокий порог открытия диодов, они не оказывают влияния при срабатывании реле. Параллельно обмотке магнитоэлектрического реле включено также активное сопротивление $7R$, по значению в 8-10 раз большее сопротивления обмотки реле и предназначено для создания режима критического успокоения рамки при работе реле.

Конструктивное выполнение реле. Реле выполнено в виде отдельного взаимозаменяемого съемного блока, к которому цепи напряжения подводятся через разъемные соединения типа

РПЗ-16, а цепи тока — через четырехклеммную колодку. Полупроводниковые приборы и магнитоэлектрическое реле, входящие в блок, также выполнены на разъемных соединениях. На лицевые панели блоков реле сопротивления выведены регулировочные элементы, используемые в процессе регулировки и наладки, например, ступенчатая регулировка сопротивления уставки, переключающие устройства для изменения угла максимальной чувствительности и т. п. Такая конструкция реле облегчает его проверку и регулировку, а также позволяет производить быструю замену неисправного реле. Некоторые параметры реле приведены в таблице.

Наименование параметров	Обозначения	Значение	Условия определения	Примечания
Пределы регулирования уставки	Z_y	1-20 ом/фазу	$I_{B_0} = 5a$	Регулирование плавное, только по напряжению
Отношения осей эллипса	ϵ	0,5-0,65-0,8-1		Регулирование ступенчатое
Угол максимальной чувствительности	$\varphi_{M, \text{ч}}$	65°/80°		Регулирование ступенчатое
Ток точной работы	$I_{\text{точ}}$	2,2 a	При двухфазном коротком замыкании	
Время срабатывания	$t_{\text{ср}}$	0,06 сек	$Z = 0,7Z_y; I = 2I_{\text{точ}}$	
Потребление в цепях тока	S_t	2 вт/фазу	В нормальном режиме при $I = 5 a$	
Потребление в цепях напряжения	S_u	15 вт/фазу	В нормальном режиме при $U = 100$ в; $Z_y = 1$ ом/фазу	

Литература

1. Гаевенко Ю. А., Новые типы дистанционных защит линий электропередачи, Госэнергоиздат, 1957.

2. Левицкий А. И. и Сапир Е. Д., Полупроводниковое реле сопротивления с эллиптической характеристикой срабатывания, «Электричество», 1962, № 5.



УДК 621.317.333.8

Исследование отказов полиэтиленовой изоляции при импульсном напряжении

В. Ф. ВАЖОВ и В. С. ДМИТРЕВСКИЙ

Томск

Электрическая изоляция в процессе эксплуатации подвергается воздействию импульсных напряжений [Л. 1 и 2]. Однако до настоящего времени отказы полимерной изоляции при воздействии на нее импульсного напряжения исследованы недостаточно [Л. 3].

С помощью образцов полиэтилена, изготовленных прессо-

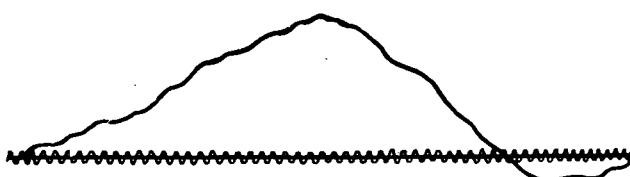


Рис. 1. Форма волны импульсного напряжения.
Частота наложенных колебаний 100 Мгц.

ванием, проанализируем отказы изоляции при импульсном напряжении.

Для создания коаксиального поля внутренний электрод запрессовывался в полиэтилен при изготовлении образца, на поверхность которого наносился слой из полупроводящего полиэтилена (внешний электрод). На полупроводящий слой накладывалась алюминиевая фольга. Наружный электрод заземлялся, а на внутренний подавался импульс положительной полярности (рис. 1) с частотой следования 30 импульсов в секунду.

Отказы изоляции при постоянном и переменном напряжении описываются распределением Вейбулла [Л. 4 и 5]:

$$P(t) = e^{-Bt^{\alpha}}, \quad (1)$$

где α и B — показатели распределения;
 t — время работы изоляции.

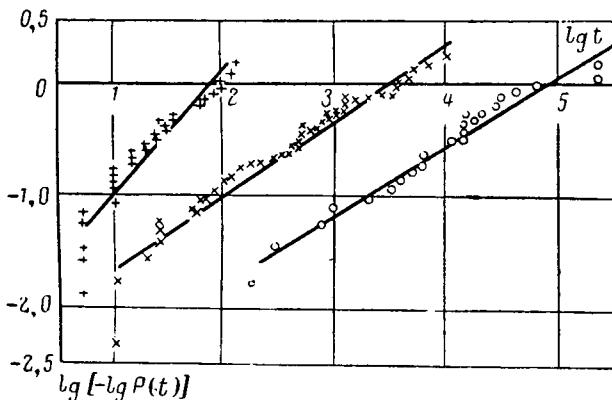


Рис. 2. Зависимость $\lg\{-\lg P(t)\}$ от $\lg t$ для образцов из полиэтилена марки П2020Т(І) при разных напряженностях электрического поля.

+ — $E_{\max} = 135$ кв/мм; \times — $E_{\max} = 102$ кв/мм; \circ — $E_{\max} = 69$ кв/мм.

В нашем случае через t обозначено число импульсов до пробоя изоляции.

Использование распределения Вейбулла позволяет сравнительно просто изображать вероятность безотказной работы изоляции в зависимости от числа импульсов. Действительно, в координатах $\lg\{-\lg P(t)\}$ и $\lg t$ должна получаться прямая. Результаты исследований отказов изоляции при воздействии импульсного напряжения приведены на рис. 2 и 3. Величина $P(t)$ подсчитывалась по формуле:

$$P(t) = \frac{N - N_t}{N}, \quad (2)$$

где N — общее число испытываемых образцов;

N_t — число образцов пробитых после воздействия t импульсов.

Полученные данные показывают, что при импульсах так же, как и при переменном напряжении, на отдельных участках выполняется распределение Вейбулла. В основном получаются два участка прямых, как видно из рис. 3. Наличие двух участков может говорить либо о том, что распределение Вейбулла выполняется в небольшом диапазоне вероятностей отказов, либо о существовании двух механизмов отказа. Для обоснования того или иного предположения необходимы дополнительные исследования. Судить же о существовании двух механизмов отказа изоляции по наличию перелома в кривой распределения Вейбулла, как это делается в [Л. 5], нельзя.

На рис. 4 приведены зависимости показателей распределения Вейбулла от напряженности поля у внутреннего электрода E_{\max} , построенные отдельно для первого и второго участков прямой. За первый участок, показатели которого имеют индекс 1, принято считать участок с наибольшей вероятностью безотказной работы (область малого числа импульсов).

Из рис. 4 видно, что с повышением E_{\max} значения показателей B_1 и B_2 увеличиваются и стремятся к некоторому пределу. Наиболее резкое их увеличение наблюдается в области малых напряженностей поля. С повышением E_{\max} показатели распределения α_1 и α_2 изменяются по кривой, имеющей минимум, в то время как в [Л. 5] утверждается, что α не зависит от напряженности поля.

Вывод. Закон безотказности работы изоляции Вейбулла для пробоя полиэтилена при воздействии на него импульсного напряжения выполняется в ограниченных пределах вероятно-

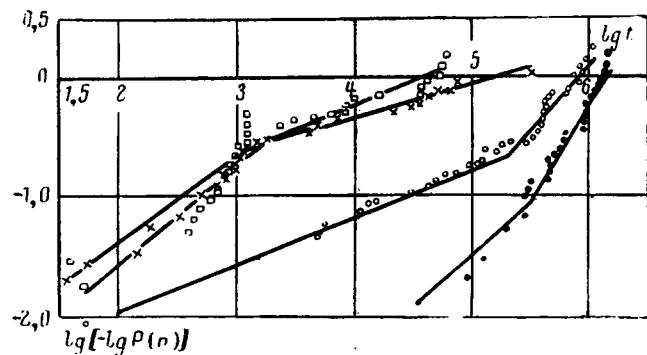
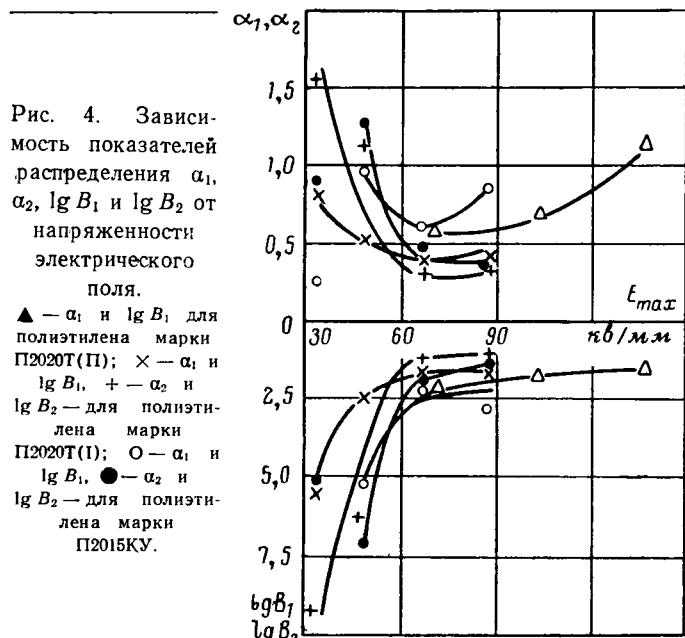


Рис. 3. Зависимость $\lg\{-\lg P(t)\}$ от $\lg t$ для образцов из полиэтилена марки П2020Т(ІІ) при разных напряженностях электрического поля.

□ — $E_{\max} = 88$ кв/мм; \times — $E_{\max} = 66,6$ кв/мм; \circ — $E_{\max} = 47,6$ кв/мм;
 ● — $E_{\max} = 33,3$ кв/мм.



сти отказов, а показатели распределения B и α зависят от напряженности поля в изоляции.

Литература

- Артемьев Д. Е. и др., Статистические основы выбора изоляции линий электропередач высших классов напряжения, изд-во «Энергия», 1965.
- Уровни изоляции и внутренние напряжения в электрических системах, Госэнергоиздат, 1963.
- Бибергаль Л. А. и др., Кабели и провода для электронной аппаратуры, изд-во «Энергия», 1964.
- Дмитревский В. С. и Стрыйков В. А., Труды Томского НИИ КП, изд-во «Энергия», вып. 1, 1969.
- Oudin I. M., Regolle I., Thevenon H., «Revue electr.», 1968, 77, № 4.



Перегрузочная способность конденсаторов повышенной частоты

Канд. техн. наук Д. С. ВАРШАВСКИЙ

Усть-Каменогорский строительно-дорожный институт

Схемы преобразования частоты исходят из необходимости работы конденсаторов повышенной частоты при наличии в кривой питающего напряжения высших гармоник. Допустимая перегрузка конденсаторов в этих условиях практически задается действующими значениями напряжения и тока, оговоренными стандартом, рекомендациями МЭК или техническими условиями. Опубликованные по этому вопросу работы [Л. 1—7] оказались противоречивыми.

В связи с этим следует дополнительно рассмотреть вопрос о перегрузочной способности конденсаторов. Ее оценка для общего случая наличия в кривой питающего напряжения нескольких высших гармоник представляет значительные трудности. В этих условиях ограничиваются одной из высших гармоник [Л. 1—4]; при этом действительная перегрузка конденсаторов при наличии нескольких высших гармоник будет меньшей, чем расчетная.

Примем следующие обозначения:

x и y — фактическая перегрузка по напряжению при частоте основной волны (k -й гармоники) и частоте n -й гармоники, т. е. отношение напряжения U_k и соответственно U_n основной волны и n -й гармоники к U_n — номинальному значению напряжения чисто синусоидальной формы, на которое рассчитан конденсатор при частоте 1-й гармоники;

H — фактическая перегрузка конденсаторов по напряжению, т. е. отношение величины действующего значения напряжения на конденсаторе при наличии высших гармоник U к величине U_n ;

I_{no} — типовое значение тока в конденсаторе при напряжении U_n и типовой емкости C_0 при нулевом допуске по емкости;

α — отношение емкости конденсатора C к C_0 ;

T_1 — фактическая перегрузка конденсатора по току, равная отношению I (действующего значения тока через конденсатор при наличии высших гармоник) к I_{no} ;

T — задаваемая техническими условиями максимально допустимая перегрузка по току, равная отношению I к действующему значению тока I_n каждого конденсатора с любым нормируемым допуском по емкости при напряжении U_n :

$$T_1 = \alpha T; \quad (1)$$

M и M_1 — фактическая перегрузка конденсаторов по реактивной мощности по отношению к номинальному значению реактивной мощности при U_n , C , и типовому значению при U_n , C_0 соответственно;

ϕ — отношение фактической частоты основной волны к ее номинальному значению;

R — сопротивление, эквивалентное полным активным потерям в металлических частях конденсаторов, не являющееся постоянным, а зависящим от температуры, частоты, магнитной проницаемости металла, увеличиваясь с их возрастанием:

$$P_m = I^2 R; \quad (2)$$

P_d — активные потери в диэлектрике, складывающиеся из потерь в диэлектрике между обкладками и потерь в изоляции от корпуса:

$$P_d = U^2 \omega C \operatorname{tg} \delta_d. \quad (3)$$

$\operatorname{tg} \delta_d$ — тангенс угла потерь диэлектрика конденсатора:

$$\operatorname{tg} \delta_d = \operatorname{tg} \delta_{mo} + \frac{C_k}{C} \operatorname{tg} \delta_k. \quad (4)$$

$\operatorname{tg} \delta_{mo}$ и $\operatorname{tg} \delta_k$ — тангенс угла потерь диэлектрика между обкладками и между обкладками и корпусом соответственно;

C_k — емкость между обкладками и корпусом. Величина C_k в силовых конденсаторах равна 5—10 μF , а при пропитке хлорированными жидкостями может достигать очень больших значений.

С ростом частоты вторая составляющая в (4) несколько повышается. В целом для высоковольтных конденсаторов

с хлорированной пропиткой влияние этой составляющей может оказаться существенным.

Полные активные потери конденсатора P :

$$P = P_d + P_m = U^2 \omega C \operatorname{tg} \delta_d + I^2 R = U^2 \omega C (\operatorname{tg} \delta_d + \operatorname{tg} \delta_m) = = U^2 \omega C \operatorname{tg} \delta, \quad (5)$$

$\operatorname{tg} \delta$ — тангенс угла потерь конденсатора, равный сумме $\operatorname{tg} \delta_d + \operatorname{tg} \delta_m$; при повышении частоты переменного тока или наличии высших гармоник

$$\operatorname{tg} \delta = \operatorname{tg} \delta_d + \omega C R_B;$$

P_n и P_{no} — номинальные и типовые активные потери конденсатора при номинальных значениях напряжения (U_n), частоты и соответственно C и C_0 ;

$\operatorname{tg} \delta_{no}$ — типовое значение тангенса угла потерь конденсатора

$$\operatorname{tg} \delta_{no} = \operatorname{tg} \delta_d + \omega C_0 R; \quad (6)$$

P — перегрузка конденсатора по активной мощности, равная отношению его фактической активной мощности P к типовому значению P_{no} .

С учетом принятых обозначений получаем:

$$M = kx^2 + ny^2, \quad (7)$$

$$M_1 = \alpha (kx^2 + ny^2). \quad (8)$$

Выражениями (7) и (8) удобно пользоваться, когда заданы соотношения напряжений гармоник.

Когда же заданы перегрузки по напряжению и токи, удобно эти выражения свести к следующему виду:

$$M = \frac{\phi}{k+n} (knH^2 + T^2), \quad (9)$$

$$M_1 = \frac{\alpha \phi}{k+n} (knH^2 + T^2). \quad (10)$$

Анализ этих выражений показывает, что при изменении T при $\alpha = \text{const}$ и $H = \text{const}$ получается серия зависимостей, пересекающихся в точке, соответствующей отсутствию высших гармоник, когда $H_k^2 = T_k^2 = M_k^2$.

При $T > T_k$ максимальная перегрузка конденсатора по реактивной мощности в рассматриваемых условиях будет для наименьшего порядка высшей гармоники n , а при $T < T_k$ — наоборот. В первом случае для подсчета перегрузочной способности конденсатора надо выбирать гармонику наименьшего порядка, а во втором — наивысшего.

В ряде случаев конденсаторы эксплуатируются при повышенной по сравнению с номинальной частоте, но при пониженном в $\sqrt{\phi}$ раз напряжении. С таким подходом не всегда можно согласиться и при чисто синусоидальной форме кривой напряжения, из-за соответствующего увеличения рабочего тока конденсатора, на что последний может быть и не рассчитан. В случае же искаженной формы кривой напряжения перегрузка по мощности, особенно в низковольтных силовых конденсаторах, может превысить допустимое значение.

Из (9) и (10) следует, что даже при $\phi=1$ $k=1$ для допускаемых отечественными и международными нормами значений $H=1,1$ и $T=1,3$ получаем: при $\alpha=1$; 1,1 и 1,15; соответственно $M=1,34$; $M_1=1,47$ и $M_1=1,54$.

Таким образом, действующие в настоящее время рекомендации [Л. 3 и 5], равные для тех же условий соответствием $M=1,21$, $M_1=1,33$ и $M_1=1,4$ (т. е. без учета высших гармоник), занижают необходимую перегрузочную способность конденсаторов по реактивной мощности.

Необходимо отметить, что перегрузочная способность конденсатора, зависящая от его реактивной мощности, определяется его активной мощностью. Следовательно, определение действительной перегрузочной способности конденсаторов должно основываться не на реактивной, а на их активной мощности.

Для активной мощности P с учетом приведенных допущений и обозначений получим:

$$P = \alpha U_{\text{н}}^2 \omega C_0 (M \operatorname{tg} \delta_d + \alpha T^2 \omega C_0 R_B). \quad (11)$$

Для перегрузки конденсатора по активной мощности P по сравнению с типовым значением получим:

$$P = \alpha \left(M \frac{\operatorname{tg} \delta_d}{\operatorname{tg} \delta_{\text{но}}} + \alpha T^2 \frac{\omega C_0 |R_B|}{\operatorname{tg} \delta_{\text{но}}} \right). \quad (12)$$

P возрастает с увеличением α , T , ω и R_B . Увеличение ω и I приводят к дополнительному возрастанию R_B за счет усиления эффекта вытеснения и близости, а также повышения потерь в нетоковедущих металлических частях.

Для экспериментальной проверки рассмотренных закономерностей были проделаны следующие опыты.

На секции бумажно-масляных конденсаторов для повышения коэффициента мощности напряжением 380 в подавались различные гармоники, получаемые от лампового генератора и усилителя мощности, измерялась температура в наиболее нагретой точке внутри секции. Затем на те же секции подавалось напряжение частотой 50 Гц такой величины, чтобы секция нагрелась до той же максимальной температуры, и производилось измерение C и $\operatorname{tg} \delta$. В обоих случаях активные мощности секций принимались равными.

Величина P_m подсчитывалась как сумма потерь в обкладках $P_{\text{об}}$ и вкладных выводах $P_{\text{вкл}}$:

$$P_{\text{об}} = \frac{1}{6} \frac{l_p I^2}{b_{\text{об}} \delta_{\text{об}}}; \quad (13)$$

$$P_{\text{вкл}} = \frac{2 p I^2}{b_{\text{вкл}} \delta_{\text{вкл}}} \left(l_1 + \frac{l_2}{3} \right), \quad (14)$$

где l , l_1 и l_2 — длины обкладки, части вывода, расположенной вне и под обкладкой; $b_{\text{об}}$, $b_{\text{вкл}}$ и $\delta_{\text{об}}$, $\delta_{\text{вкл}}$ — ширина и толщина обкладки и вывода соответственно; p — удельное объемное сопротивление материала обкладок или вывода.

При частоте 50 Гц и типовой нагрузке P_m секции не превышали 0,4—1% от P_d .

Отношение $\omega C_0 R_B / \operatorname{tg} \delta_{\text{но}}$ принималось равным $P_m / P_{\text{но}}$. Величины H и T определялись путем непосредственного измерения U и I ; действительная величина M подсчитывалась по формуле

$$M = \sum n x_n^2, \quad (15)$$

где x_n — отношение измеренных величин напряжения n -й и k -й гармоник.

Сопоставление расчетных и опытных данных приведено в таблице.

Расчет M велся по (9) для наименьшей величины n . Из таблицы видно, что различия между расчетными и измеренными величинами M не выходят за пределы погрешности мостов для измерения C и $\operatorname{tg} \delta$.

Для оценки величин $\operatorname{tg} \delta_d / \operatorname{tg} \delta_{\text{но}}$ и соответственно $\operatorname{tg} \delta_m / \operatorname{tg} \delta_{\text{но}}$ у реальных конденсаторов было проведено сопоставление величин их $\operatorname{tg} \delta$ с величинами $\operatorname{tg} \delta$ отдельных секций этих же конденсаторов. Измерения в номинальном режиме на конденсаторах КМ-0,38 Усть-Каменогорского конденсаторного завода дали $\operatorname{tg} \delta_d / \operatorname{tg} \delta_{\text{но}} = (0,60—0,74)$, конденсаторов КМШ-0,46 этого же завода — 0,735.

Определим величины P на основе (12), приняв $\operatorname{tg} \delta_d / \operatorname{tg} \delta_{\text{но}} = 0,7$ и соответственно $\operatorname{tg} \delta_m / \operatorname{tg} \delta_{\text{но}} = 0,3$. При этом следует учесть, что в действительности с ростом M не меняется только величина $\operatorname{tg} \delta_d / \operatorname{tg} \delta_{\text{но}}$, а $\operatorname{tg} \delta_m / \operatorname{tg} \delta_{\text{но}}$ возрастает. Но даже полагая ее неизменной, получим $M=1,34$ и $T=1,3$ при

k	n	$U_{\text{н}}, \text{ В}$	H	T	M		P	
					расчет	фактически	расчет	изменение
1	7	380	1,101	2,98	2,19	2,14	2,52	2,43
	9							
	11							
1	5	380	1,015	1,355	1,17	1,17	1,185	1,18
7								
3								
1	5	380	1,05	1,49	1,38	1,34	1,435	1,52
7								
21								
7	35	130	0,347	2,52	0,87	0,832	0,948	0,932
49								
27								
9	45	100	0,355	3,41	1,185	1,11	1,85	1,97
54								
33								
11	55	100	0,283	4,88	1,137	1,0	1,3	1,12
77								

$\alpha=1,15$ и при $\alpha=1,1$ $P=1,72$ и $1,63$ по сравнению с максимальной перегрузкой по реактивной мощности в этих условиях $M_1=1,54$ и $1,47$.

Следовательно, перегрузка по активной мощности конденсатора может существенно превышать его перегрузку по реактивной мощности. Увеличение перегрузки конденсатора в наиболее неблагоприятных случаях вызовет увеличение не только $\operatorname{tg} \delta_m$, но и $\operatorname{tg} \delta_d$ за счет повышения температуры, что еще больше увеличит перегрузку по активной мощности.

Выводы. 1. Оценка длительной перегрузочной способности конденсаторов переменного тока должна производиться по их активной мощности.

2. При повышении частоты переменного тока или при наличии высших гармоник перегрузка конденсатора по активной мощности может существенно превышать его перегрузку по реактивной мощности.

Литература

1. Leiniger G., Blindstrom und Blindleistungsabgabe eines Kondensators an mehrwelliger Spannung, ETZ-A, 1953, Bd 74, 21.

2. Ehresmann W., Dauerüberlastung von Leistungskondensatoren, Elektro-Anzeiger, 1961, 21.

3. Медведев С. К., Перегрузки и потери мощности в конденсаторах при наличии высших гармонических, «Электротехника», 1966, № 12.

4. Варшавский Д. С. и Столбов Ф. Н., К вопросу о перегрузочной способности конденсаторов, «Промышленная энергетика», 1967, № 8.

5. Медведев С. К., Перегрузочные характеристики силовых конденсаторов, «Вестник электропромышленности», 1961, № 11.

6. Аввакумов В. Г., Мощность потерь однофазного силового конденсатора при несинусоидальном режиме, «Электричество», 1964, № 2.

7. Назаров Н. И., Тепловыделение в силовом конденсаторе, сб. «Некоторые вопросы силового конденсаторостроения», Информстандартэлектро, 1967.



Хроника

Профессор Николай Александрович МЕЛЬНИКОВ

(К 60-летию со дня рождения)

28 февраля 1970 г. исполнилось 60 лет Николаю Александровичу Мельникову — видному специалисту в области электрических сетей и систем.

В 1927 г. Н. А. Мельников окончил среднюю школу с электротехническим уклоном, а затем в Московский электротехникум.

В 1931 г. он поступил на работу в Мосэнерго, где без отрыва от производства получил высшее образование, защитив в 1935 г. экстерном диплом инженера в Московском энергетическом институте. В 1936 г. он был принят в аспирантуру и перешел на работу в МЭИ, где в 1936 г. после защиты диссертации, на соискание степени кандидата технических наук был утвержден в звании доцента по кафедре «Электрические сети и системы».

С начала Великой Отечественной войны Н. А. Мельников был в рядах Советской Армии и участвовал в боях на Западном, Донском и Сталинградском фронтах. В 1943 г. под Сталинградом он был принят кандидатом в члены Коммунистической партии и в 1944 г. стал коммунистом. После демобилизации из армии Н. А. Мельников вернулся на работу в МЭИ, а в конце 1947 г. был переведен во вновь организованный Всесоюзный заочный энергетический институт (ВЗЭИ), где возглавлял кафедру «Электрические сети и системы» и был деканом электромеханического факультета. С 1954 г. Н. А. Мельников по совместительству начал работать в Центральной научно-исследовательской электролаборатории МЭС (в дальнейшем преобразованной во ВНИИЭ).

В 1963 г. Н. А. Мельников был удостоен ученого звания профессора,



а в 1964 г. защитил докторскую диссертацию, посвященную современным методам анализа режимов работы электрических сетей и систем. В 1965 г. он вновь был переведен в МЭИ, на кафедру «Электрические системы», где и работает сейчас.

Основное направление его научной деятельности — разработка методов анализа рабочих режимов сложных электрических сетей, нормализация качества электрической энергии и компенсация реактивной мощности. По инициативе Н. А. Мельникова были организованы многие всесоюзные конференции, выпущены указания по регулированию на-

пряженя в электрических сетях, разработан ГОСТ на показатели качества электрической энергии, издательством «Энергия» выпускается серия книг по регулированию напряжения в электрических сетях.

Многогранная научная деятельность Н. А. Мельникова отражена в многочисленных научных статьях и ряде монографий, наиболее крупными из которых являются: «Расчеты режимов работы сетей электрических систем», «Матричный метод анализа электрических цепей», «Электрические сети и системы», «Теоретические основы электротехники», ч. I (под редакцией П. А. Ионкина), «Проектирование электрической части линий 330 и 500 кв» (совместно с С. С. Рокотяном и А. Н. Шеренцисом).

Большое внимание Н. А. Мельников уделяет подготовке инженерных и научных кадров. Под его руководством выполнено много интересных научных работ и кандидатских диссертаций.

Н. А. Мельников ведет также большую научно-общественную работу. Он является членом ряда учченых советов — МЭИ, ВЗПИ, ВНИИЭ, научно-методического совета по электроэнергетике, редколлегии ВНИТИ, участвует в работе комитетов СЭВ, принимает активное участие в Международной электротехнической комиссии в комиссии по обсуждению Государственных стандартов и т. д.

Плодотворная научная, педагогическая и общественная деятельность Н. А. Мельникова отмечена правительством. Он награжден орденом «Знак Почета» и медалями.

Желаем Николаю Александровичу здоровья и дальнейших успехов в его плодотворной научной и педагогической деятельности на благо Родины.

Группа товарищей

А. А. ЯНКО-ТРИНИЦКИЙ

(К 60-летию со дня рождения)

28 апреля 1970 г. исполнилось 60 лет жизни и 45 лет научно-педагогической и производственной деятельности известного специалиста в области теоретической электротехники Александра Александровича Янко-Триницкого, профессора, доктора технических наук, заведующего кафедрой теоретической электротехники Уральского политехнического института.

С пятнадцати лет Александр Александрович начал свою трудовую деятельность и продолжал работать будучи студентом. В 1932 г. он успешно закончил электротехнический факультет Киевского политехнического института и был направлен на работу в Уралэнерго, где вначале работал инженером, а вскоре — старшим инженером группы анализа аварий. В декабре 1932 г. он был приглашен на работу в Уральский политехнический институт. Одновременно с работой в институте Александр Александрович продолжал работу в промышлен-



ности, возглавляя группу электрических расчетов в Уралтеплоэлектропроекте.

В 1940 г. он защитил кандидатскую диссертацию, а в 1941 г. ему было присвоено звание доцента.

Во время Великой Отечественной войны Александр Александрович служил в Военно-морском флоте.

С 1945 г. он заведует кафедрой теоретической электротехники УПИ. С этого времени он занимается разработкой методов анализа переходных процессов и устойчивости в электромеханических системах.

Результатом этих работ явилась докторская диссертация, которую Александр Александрович успешно защитил в 1959 г. в Ленинградском политехническом институте.

В 1960 г. ему присвоено звание профессора.

Александр Александрович уделяет много времени построению и методике преподавания курса «Теоретические ос-

вы электротехники», руководит методическим семинаром, подготовил немало преподавателей по этому курсу. Он неоднократно участвовал в работе комиссий МВ и ССО по пересмотру программ курса, а также участвовал в работе комиссии АН СССР по терминологии в области теоретической электротехники. Лекции Александра Александровича заслуженно пользуются большой популярностью.

Александр Александрович увлеченно занимается исследованиями в области

нелинейных электромеханических и электромагнитных систем, имеет около ста печатных работ, объединил вокруг себя молодых исследователей и подготовил ряд кандидатов наук, продолжающих работу в этой области. Он является членом секции энергетики и электротехники Научно-технического совета МВ и ССО СССР и РСФСР, а также членом Научного совета АН СССР по теоретическим и электрофизическим проблемам электроэнергетики.

В течение многих лет Александр

Александрович руководит семинаром, изучающим философские проблемы из области естественных наук.

За многолетнюю и плодотворную научно-педагогическую деятельность он награжден орденом «Знак почета» и несколькими медалями.

Поздравляя Александра Александровича со славным юбилеем, желаем ему доброго и долгого здоровья и дальнейших творческих успехов на благо нашей Родины.

Группа товарищей

Даниил Всеволодович РАЗЕВИГ

(К 50-летию со дня рождения)

Исполнилось 50 лет со дня рождения доктора технических наук, профессора Даниила Всеволодовича Разевига — видного ученого в области высоковольтной техники, заведующего кафедрой «Техника высоких напряжений» Московского энергетического института, научного руководителя проблемной лаборатории сильных электрических полей, главного редактора журнала «Электричество».

Трудовую деятельность Д. В. Разевиг начал в 1942 г. после окончания МЭИ дежурным диспетчером Алтайской энергосистемы. Затем он поступил в аспирантуру МЭИ, успешно окончив ее, защитил в 1947 г. кандидатскую диссертацию; в 1949 г. Д. В. Разевиг был утвержден в ученом звании доцента.

В эти годы Д. В. Разевигом выполнены исследования, посвященные грозозащите вращающихся машин и индуктированным перенапряжениям на линиях электропередачи. В 1950—1952 гг. по его инициативе на кафедре ТВН МЭИ была создана одна из первых в стране моделей дальних электропередач. Результаты проведенных на ней широких исследований внутренних перенапряжений были использованы при проектировании целого ряда электропередач.

В 1952—1954 гг. Д. В. Разевиг работал советником декана Пхеньянского политехнического института. За помощь в развитии электротехнической промышленности и энергетики КНДР он был награжден Правительством КНДР орденом Государственного Знамени III степени.

С 1958 г. Д. В. Разевиг заведует кафедрой «Техника высоких напряжений» МЭИ, работая одновременно до 1961 г.



деканом электроэнергетического факультета, в 1961—1965 гг. — проректором МЭИ по научной работе.

Под руководством Д. В. Разевига получила широкое развитие научно-исследовательская деятельность кафедры. Помимо традиционных научных направлений кафедра начала работать над новыми проблемами, связанными с применением высоковольтных установок в промышленности. В 1966 г. по инициативе Д. В. Разевига создана проблемная лаборатория сильных электрических полей, работающая в тесной связи с научно-исследовательскими и производственными организациями.

Д. В. Разевиг является автором цепного ряда капитальных научных трудов в области техники высоких напряжений. С 1945 г. он постоянно входит в комиссию по «Руководящим указаниям по защищенным электроустановкам от перенапряжений». Д. В. Разевиг является одним из основных авторов известного трехтомного учебника по технике высоких напряжений, изданного под редакцией его учителя проф. Л. И. Сиротинского. В 1964 г. под редакцией Д. В. Разевига вышел учебник по технике высоких напряжений, который отражает многолетний педагогический опыт коллектива возглавляемой им кафедры.

Монография Д. В. Разевига «Атмосферные перенапряжения на линиях электропередачи» (1959 г.) послужила основой для докторской диссертации, успешно защищенной Д. В. Разевигом в 1961 г.; в 1962 г. он был утвержден в ученом звании профессора по кафедре «Техника высоких напряжений».

Заслуги Д. В. Разевига в области развития высшего образования были отмечены правительственной наградой — орденом «Знак почета».

Д. В. Разевиг является членом ученических и научно-технических Советов ряда министерств и научно-исследовательских институтов, а также членом советских национальных групп международных комитетов. В 1966 г. он был назначен главным редактором журнала «Электричество».

Желаю Даниилу Всеволодовичу Разевигу успеха в осуществлении творческих планов и новых достижений в его многогранной общественно-научной деятельности.

Академия наук СССР
Государственный Комитет Совета Министров СССР по науке и технике
ЦП Научно-технического общества энергетики и электрической промышленности
Редакция журнала «Электричество»

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

В. В. Афанасьев, А. И. Бертинов, В. Г. Бирюков, В. А. Веников, И. С. Ефремов, Л. А. Жекулин,
Д. Г. Жимерин, А. М. Залесский, П. М. Ипатов, М. П. Костенко, Л. Г. Мамиконянц (зам. главного
редактора), Л. Р. Нейман, И. И. Петров, С. И. Рабинович, Д. В. Разевиг (главный редактор), А. М. Федосеев,
М. Г. Чиликин, А. С. Шаталов.

Адрес редакции: Москва, Б. Черкасский пер., д. 2/10. Телефон 294-24-80.

Почтовый адрес: Москва, Главный почтamt, абонентский ящик № 648.

Адрес для телеграмм: МОСКВА, ЭЛЕКТРИЧЕСТВО

Сдано в пр-во 13/III 1970 г.
Формат бумаги 60×90^{1/8}
Тираж 11340 экз.

Подписано к печати 30/IV 1970 г.
Усл. печ. л. 12
Цена 80 коп

T-06344
Уч.-изд. л. 14.5
Заказ 1129

Московская типография № 10 Главполиграфпрома Комитета по печати при Совете Министров СССР. Шлюзовая наб., 10.

СОДЕРЖАНИЕ

А. И. Лазебник — Определение затрат на топливо с учетом пуска и останова агрегатов	1	И. Ф. Кузнецов и Г. Н. Цицикян — Электромагнитные силы, действующие в экранах пофазно-экранированного трехфазного токопровода	64
А. Г. Крайз, Н. Н. Хубларов и Ю. А. Якуб — Оптимальные исполнения силовых двухобмоточных трансформаторов и схемы крупных понижающих подстанций 110 кв	4	В. И. Левитов, А. Г. Лишин, Ю. Н. Семенов и В. Г. Тилик — Электрическая прочность водорода в однородном поле при высоком давлении	68
П. П. Безруких, А. Д. Веселов и Ю. А. Морозова — Исследование на АВМ режимов комбинированной вентильной системы возбуждения	9	Б. М. Тареев, М. М. Лerner и Т. И. Лerner — К расчету тепловых потерь в электрическом конденсаторе при воздействии несинусоидального напряжения	72
В. В. Ильиничин — Методы расчета передаточных функций сложных электрических цепей	12	ИЗ ОПЫТА РАБОТЫ	
Н. В. Новелла и Б. И. Зотов — Устойчивость релейно-контактной аппаратуры к воздействию ударов и вибраций	17	М. С. Либкинд, А. С. Маневич и В. М. Сорокин — Длинная линия передачи с управляемыми реакторами на приемном конце	78
В. А. Сомов — Дугогасящая катушка с самонасыщением	20	И. В. Белоусов — Автоматизированная аналоговая модель статического компенсатора реактивной мощности	81
В. И. Пистолов, О. А. Петров и Е. Д. Панова — Метод расчета дугогасящих катушек с продольным подмагничиванием	24	А. М. Залесский, А. И. Полтев и А. Л. Виленчук — Электрическая прочность элегаза в поле коаксиальных электродов	83
И. Я. Черемисов, Н. И. Тенетко и В. И. Корнилов — Расчет поля магнитной индукции и характеристики намагничивания спинки статора электрической машины	28	СООБЩЕНИЯ	
В. П. Кириюхин — Аналитическое определение электромагнитных параметров тонкостенных немагнитных экранов индукционных электрических машин	32	В. Л. Карцев — Реле сопротивления с эллиптической характеристикой срабатывания	86
А. М. Ланген — О влиянии нелинейности магнитного сопротивления ротора на характеристики гистерезисного двигателя	37	В. Ф. Важов и В. С. Дмитревский — Исследование отказов полистиленовой изоляции при импульсном напряжении	88
В. П. Климов — Электромеханические характеристики систем тиристорный преобразователь — двигатель постоянного тока последовательного возбуждения	43	Д. С. Варшавский — Перегрузочная способность конденсаторов повышенной частоты	90
И. Г. Буре и В. В. Шевченко — Входные фильтры статических преобразователей электрического подвижного состава постоянного тока	47	ХРОНИКА	
П. Ф. Мерабишвили — Операторный метод расчета переходных процессов в однофазных автономных инверторах	52	Профessor Николай Александрович Мельников, А. А. Янко-Триницкий, Даниил Всеходович Разевиг	92
М. В. Тарнаждевский — Расчет совместной электрозащиты от ближдающих токов подземных металлических сооружений при параллельной прокладке	57	◆ ◆ ◆	

CONTENTS

Determining Fuel Expenditure with Account Taken of the Starting and Stopping of Units — А. И. Лазебник	1	Calculating Transients in Single-phase Independent Inverters by Operational Calculus — П. Ф. Мерабишвили	52
Optimum Utilization of Two-winding Power Transformers and Primary Circuitry at Large 110 kV Step-down Substations — А. Г. Крайз, Н. Н. Хубларов, У. А. Якуб	4	Calculating the Composite Stray Current Protection for Underground Metal Structures Layed in Parallel — М. В. Тарнаждевский	57
An Analogue Computer Study of Combined Electronic Excitation System Performance — П. П. Безруких, А. Д. Веселов, У. А. Морозова	9	Electromagnetic Forces Acting on the Screens of Individually Shielded Phases in Three-phase Current Carrying Conductors — И. Ф. Кузнецков, Г. Н. Циткиан	64
Methods for Determining Complex Network Transfer Functions — В. В. Ильиничин	13	The Electrical Withstand Strength of Hydrogen at a High Pressure in a Homogeneous Field — В. И. Левитов, А. Г. Лишин, У. Н. Семенов, В. Г. Тилик	68
The Impact and Vibrational Stability of Relays and Other Apparatus with Contacts — Н. В. Новелла, Б. И. Зотов	17	Calculated the Heat Losses in a Capacitor for a Non-sinusoidal Applied Voltage — Б. М. Тареев, М. М. Лerner, Т. И. Лerner	72
A Self-saturating Arc Suppression Coil — В. А. Сомов	20	FROM OPERATING EXPERIENCE	
A Method for Calculating Arc Suppression Coils Having Longitudinal Magnetization — В. И. Пистолов, О. А. Петров, Е. Д. Панова	24	A Long-distance Transmission Line with Controlled Reactors at the Receiving Terminal — М. С. Либкинд, А. С. Маневич, В. М. Сорокин	78
Calculating the Magnetic Induction Field and the Magnetizing Characteristics of the Stator Spine in Electrical Machines — И. Я. Черемисов, Н. И. Тенетко, В. И. Корнилов	28	An Automatic Analogue Analyser for a Static kVAR Compensator — И. В. Белоусов	81
Determining Analytically the Electromagnetic Parameters of Thin-wall Non-magnetic Screens for Induction Machines — В. П. Кириюхин	32	The Electrical Withstand Strength of Insulating Gas in the Field of C coaxial Electrodes — А. М. Залесский, А. И. Полтев, А. Л. Виленчук	83
Now the Non-linear Reluctance of the Rotor Influences the Characteristics of a Hysteresis Motor — А. М. Ланген	37	REPORTS	
The Electromechanical Characteristics of Thyristor Converter — D. С. Series Motor Systems — В. П. Климов	43	A Distance Relay with an Elliptical Characteristic — В. Л. Карцев	86
The Input Filters for Static Converters in D. С. Electrified Railways — И. Г. Буре, В. В. Шевченко	47	A Study of Polyethelyne Insulation Failures for Imposed Impulse Voltages — В. Ф. Важов, В. С. Дмитревский	88
The Overload Capacity of High-frequency Capacitors — Д. С. Варшавский			
◆ ◆ ◆			
CHRONICLE			

РЕФЕРАТЫ ОПУБЛИКОВАННЫХ В НОМЕРЕ СТАТЕЙ

УДК 621.311.003.1

Определение затрат на топливо с учетом пуска и останова агрегатов

Лазебник А. И.

«Электричество», 1970, № 5

Предлагается приближенный метод определения затрат на топливо при оптимальном составе агрегатов заменой исходной многоэкстремальной задачи задачей оптимального распределения нагрузок между агрегатами с выпуклыми расходными характеристиками. Илл. 1. Библ. 6.

УДК 621.311.4:621.316.1.003

Оптимальные исполнения силовых двухобмоточных трансформаторов и схемы крупных понижающих подстанций 110 кв

Крайз А. Г., Хубларов Н. Н., Якуб Ю. А.

На основании комплексного технико-экономического исследования определены исполнения двухобмоточных трансформаторов (с нормальным и повышенным напряжением короткого замыкания, без расщепления и с расщеплением обмотки НН) и соответствующие им схемы (с токоограничивающими реакторами и без них) крупных понижающих подстанций 110 кв, обеспечивающие минимальную стоимость. Даны рекомендации по оптимальным исполнениям трансформаторов и схемам подстанций. Табл. 4. Илл. 1. Библ. 10.

УДК 621.3.013.8.0015

Исследование на АВМ режимов комбинированной вентильной системы возбуждения

Безруких П. П., Веселов А. Д., Морозова Ю. А.

«Электричество», 1970, № 5

Исследованы режимы комбинированной вентильной системы возбуждения мощного турбогенератора. Даны формулы для определения выпрямленного напряжения в зависимости от угла регулирования; раскрыта физическая сущность процесса возникновения перенапряжений на роторе при коротком замыкании в цепи статора. Илл. 3. Библ. 6.

УДК 621.372.001.24

Методы расчета передаточных функций сложных электрических цепей

Ильиничин Б. В.

«Электричество», 1970, № 5

Представлены методы расчета передаточных функций сложных электрических цепей по уравнениям контурных токов и узловых потенциалов. Рассматривается метод приведения к диагональному виду, матрицы элементами которой являются полиномы. Показано, что матрица узловых передаточных функций цепи может быть получена последовательным присоединением ветвей схемы. Рис. 3. Библ. 10.

УДК 621.3.019.32:621.316

Устойчивость релейно-контактной аппаратуры к воздействию ударов и вибраций

Новелла Н. В., Зотов Б. И.

«Электричество», 1970, № 5

Обобщены результаты исследования устойчивости ряда образцов аппаратуры автоматики и защиты энергетических установок к кинематическим возмущениям, имеющим место при эксплуатации. Приведены экспериментальные данные, обработанные с помощью ЦВМ. Предложена методика расчета релейно-контактной аппаратуры на устойчивость к названным выше возмущениям с использованием аппарата теории вероятностей. Табл. 1. Илл. 2. Библ. 3.

УДК 621.318.435.2:621.375.3

Дугогасящая катушка с самонасыщением

Сомов В. А.

«Электричество», 1970, № 5

Описан неискажающий магнитный усилитель с параболической кривой намагничивания, используемый в качестве дугогасящей катушки. Определены области неискажающей работы. Приведен гармонический анализ тока в начале диапазона регулирования и показаны возможности использования этого диапазона. Приведен анализ работы при наличии внутренней обратной связи. Показаны преимущества катушки с внутренней обратной связью. Илл. 3. Библ. 2.

УДК 621.318.435.2:621.375.2

Метод расчета дугогасящих катушек с продольным подмагничиванием

Пястолов В. И., Петров О. А., Панова Е. Д.

«Электричество», 1970, № 5

Анализируется влияние конструктивных размеров магнитопровода дугогасящих катушек с продольным подмагничиванием на их регулировочную способность. Анализ проводится с учетом допустимого искажения формы кривой индуктивного тока катушки высшими гармониками. При этом величина максимальной магнитной индукции в среднем стержне, определяемая вышеуказанным условием, находится с помощью предлагаемого графического метода.

На основании проведенных исследований создана оптимальная, с точки зрения регулировочной способности и расхода активных материалов, модель дугогасящей катушки с подмагничиванием.

Предлагается инженерный метод расчета конструктивных размеров и регулировочных характеристик реальных дугогасящих катушек на заданные величины напряжений и токов с использованием принципа подобия модели и реальной катушки. Илл. 5. Библ. 5.

УДК 621.3.043.2:621.3.013.001.24

Расчет поля магнитной индукции и характеристики намагничивания спинки статора электрической машины

Черемисов И. Я., Тенетко Н. И., Корнилов В. И.

«Электричество», 1970, № 5

Предлагается метод расчета распределения магнитного поля в спинке статора электрической машины с учетом насыщения при заданном граничном условии на внутреннем радиусе ярма и на его основе метод расчета характеристики намагничивания.

Приводятся результаты сравнения расчета характеристики намагничивания спинки статора мощного двухполюсного турбогенератора с использованием предлагаемого и известных методов расчета. Илл. 2. Библ. 8.

УДК 621.313.001.24

Аналитическое определение электромагнитных параметров тонкостенных немагнитных экранов индукционных электрических машин

Кирюхин В. П.

«Электричество», 1970, № 5

Изложен метод определения активного сопротивления и индуктивного сопротивления рассеяния немагнитного тонкостенного экрана, находящегося в зазоре электрической машины и отличающегося сложностью конструкции лобовых частей.

Решение задачи получено на основе анализа закона распределения напряженности электрического поля в экране, имеющем неограниченное количество зон, отличающихся электропроводностью. Показано, что параметры как симметричных, так и несимметричных вращающихся и неподвижных экранов могут быть представлены как функции трех безразмерных критериев. Использование предлагаемых критериальных зависимостей в форме графиков или таблиц позволяет рассчитывать сложные конструкции экранов и исключает при этом операции с комплексными числами.

Приведены формулы для расчета критериев в случае симметричных экранов с числом зон до 5 и несимметричных — до 9. Формулы позволяют наиболее полно учитывать влияние различных конструктивных особенностей на параметры экранов и могут быть использованы для расчета экранов экранированных электрических машин, полых роторов, проводящих покрытий в электрических машинах. Илл. 5. Библ. 5.

УДК 621.313.392

О влиянии нелинейности магнитного сопротивления ротора на характеристики гистерезисного двигателя

Ланген А. М.

«Электричество», 1970, № 5

Перемагничивание ротора с нелинейным магнитным сопротивлением гистерезисного двигателя пространственными гармониками и. с. статора различного порядка преобразует зависимость между индукцией и напряженностью поля в роторе, выражющуюся обычно петлей гистерезиса, к более сложному виду: в кривой напряженности поля вдоль ротора появляется дополнительная составляющая, которая зависит от его скорости и вызывает изменение электромагнитной мощности машины при изменении скорости от прямо- до обратносинхронной.

Перемагничивание отдельных участков ротора по частным циклам увеличивает потери в роторе, но не меняет электромагнитной мощности. Такое разделение «функций» существенно облегчает разработку теории гистерезисного двигателя и создание методики расчета. Илл. 6. Библ. 3.

УДК 62—83:621.3.012.6

Электромеханические характеристики систем
тиристорный преобразователь — двигатель
постоянного тока последовательного возбуждения

Климов В. П.

«Электричество», 1970, № 5

Применение двухобмоточного двигателя последовательного возбуждения позволяет в значительной мере повысить надежность и эффективность усилительно-преобразовательных устройств на тиристорах в реверсивном электроприводе при непосредственном управлении от сети переменного тока.

Пульсирующий характер тока возбуждения вызывает определенную пульсацию магнитного потока, обуславливающую также пульсацию Э. д. с. вращения в квазистановившихся режимах. Показана природа сглаживания магнитного потока возбуждения. Получены зависимости, показывающие, что средняя кривая намагничивания практически не зависит от коэффициента пульсации тока.

Получены выражения для среднего значения тока и момента, развиваемого серийным двигателем в насыщенном и ненасыщенном режимах. Дан графо-аналитический метод построения электромеханических характеристик. Показано влияние нелинейных характеристик полупроводниковых вентилей в цепи якорь — обмотка возбуждения на вид электромеханических характеристик. Илл. 5. Библ. 9.

УДК 621.331:621.314.6

Входные фильтры статических преобразователей
электрического подвижного состава постоянного тока

Буре И. Г., Шевченко В. В.

«Электричество», 1970, № 5

Приводится метод расчета переменной составляющей тока, потребляемого электрическим подвижным составом постоянного тока с тиристорным преобразователем. Получены расчетные формулы и приведены графические зависимости. Даны рекомендации по выбору параметров входного фильтра тиристорного преобразователя с учетом требований, предъявляемых к работе электрического подвижного состава постоянного тока. Табл. 1. Илл. 5. Библ. 4.

УДК 621.314.572.018.782.3.001.24

Операторный метод расчета переходных процессов
в однофазных автономных инверторах

Мерабишвили П. Ф.

«Электричество», 1970, № 5

Излагается приближенный аналитический метод расчета переходных процессов в однофазных автономных инверторах тока. Метод основан на использовании преобразования Лапласа при замене функции переключения (прямоугольной периодической функции) ее первой гармонической составляющей. Показано, что результатирующее уравнение представляет собой функциональное (конечно-разностное) уравнение с переменными коэффициентами, и дается его решение. Приведены результаты расчета с помощью предложенной методики, которые сопоставлены с результатами расчета по известным методам. Табл. 1. Илл. 4. Библ. 9.

УДК 621.315.671

Расчет совместной электрозащиты от блуждающих
токов подземных металлических сооружений
при параллельной прокладке

Тарниевский М. Б.

«Электричество», 1970, № 5

Предложен метод расчета электродренажной и катодной совместной защиты двух параллельных подземных сооружений. Метод прошел экспериментальную проверку, показавшую приемлемую для инженерных расчетов степень точности. Табл. 1. Илл. 7. Библ. 4.

УДК 621.316.35.013

Электромагнитные силы, действующие в экранах
пофазно-экранированного трехфазного токопровода

Кузнецов И. Ф., Цицикян Г. Н.

«Электричество», 1970, № 5

Предполагается метод расчета магнитного поля с учетом эффекта близости экранов. Получены выражения для результатирующих электромагнитных сил, действующих на экраны пофазно-экранированного трехфазного токопровода при симметричном синусоидальном процессе. Построены кривые, отражающие в явной форме влияние вихревых токов на величину электромагнитных сил. Результаты расчета средних во времени значений сил проверены экспериментально. Приведены эпюры распределения средних во времени сил вдоль контуров сечений экранов. Илл. 5. Библ. 2.

УДК 621.315.618.9.015.51

Электрическая прочность водорода в однородном поле
при высоком давлении

Левитов В. И., Ляпин А. Г., Семенов Ю. Н.,
Тилик В. Г.

«Электричество», 1970, № 5

Для большого диапазона давлений водорода в однородном поле установлен диапазон изменения произведения давления на расстояние между электродами (pS), в котором выполняется закон подобия разряда (закон Пашена).

Найдена методика численного определения характеристических параметров газа, которые определяют электрическую прочность исследуемого газа. Табл. 1. Илл. 5. Библ. 11.

УДК 621.3.051.2:621.3.016.35

Длинная линия передачи с управляемыми реакторами
на приемном конце

Либкинд М. С., Маневич А. С., Сорокин В. М.

«Электричество», 1970, № 5

Рассмотрены вопросы регулирования напряжения на шинах вторичного напряжения понизительной подстанции в конце длинной линии электропередачи. Показано, что для регулирования напряжения необходимо использовать либо синхронный компенсатор, либо управляемый реактор с врачающимся полем. Исследована статическая устойчивость нагрузки приемного конца передачи при разных компенсирующих устройствах, установленных на передаче.

Показано, что синхронный компенсатор обеспечивает нормальный запас по устойчивости лишь при малых передаваемых мощностях. Сочетание синхронного компенсатора с двумя управляемыми реакторами на приемном конце позволяет повысить пропускную способность передачи. Илл. 4. Библ. 5.

УДК 621.316.761.2:62—501.72

Автоматизированная аналоговая модель статического
компенсатора реактивной мощности

Белоусов И. В.

«Электричество», 1970, № 5

Описана схема и принцип действия модели статического компенсатора реактивной мощности, воспроизводящей совместную работу управляемого реактора с продольным или поперечным подмагничиванием и системой автоматического регулирования напряжения непрерывного действия и параллельно включенной батареи статических конденсаторов с автоматическим устройством включения, форсировки, расфорсировки и отключения. Илл. 1. Библ. 3.

УДК 621.315.618.9.015.51

Электрическая прочность элегаза в поле коаксиальных
электродов

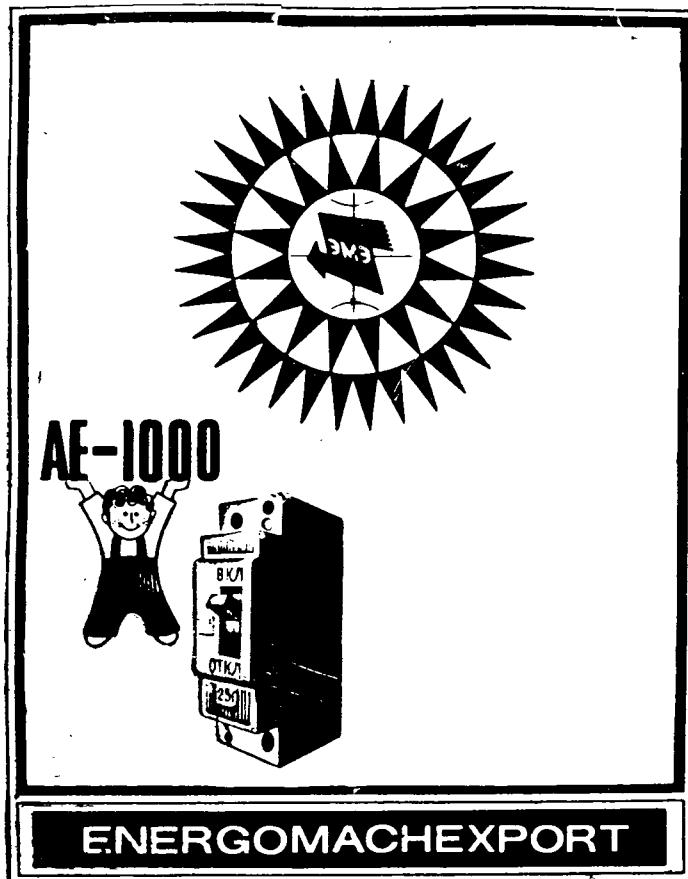
Залесский А. М., Полтев А. И.,
Виленчук А. Л.

«Электричество», 1970, № 5

Приводятся результаты исследования электрической прочности элегаза в поле коаксиальных электродов в зависимости от радиальных размеров электродов и давления элегаза при напряжении промышленной частоты. Установлено, что электрическая прочность элегаза при поляризованных электродах зависит от кривизны поверхности внутреннего электрода. Получена эмпирическая формула зависимости электрической прочности давления элегаза в пределах 1—4 ата. Было обнаружено явление смещения оптимального отношения размеров электродов $\frac{D}{d}$

в сторону $\frac{D}{d} > e$ при увеличении давления элегаза. Илл. 5. Библ. 8

Выключатели серии АЕ-1000



защитят ваши электроприборы от перегорания и электросеть от короткого замыкания. Они могут устанавливаться в любых осветительных цепях напряжением 220 в, частотой 50 гц.

Выключатели выпускаются на токи 6—25 а.

Выключатели АЕ-1000 автоматически выключают сеть при перегрузках и коротких замыканиях, а также позволяют включать и выключать цепи вручную.

Выключатели АЕ-1000 имеют малые габариты, надежны в работе и долговечны, незаменимы в промышленности и дома.

Экспортъ:
В/О «Энергомашэкспорт» СССР,
Москва В-330,
Мосфильмовская, 35
Телекс: 255

ПРОДОЛЖАЕТСЯ ПОДПИСКА

на журналы издательства «ЭНЕРГИЯ» на 1970 г.

«ЭЛЕКТРИЧЕСТВО»

Научно-технический журнал
Орган Академии наук СССР.
Государственного комитета
Совета Министров СССР
по науке и технике
и Центрального правления
Научно-технического общества
энергетики и электротехнической
промышленности

Год издания 90-й

12 номеров в год

Подписная цена:
на год — 9 р. 60 к.
на 6 мес. — 4 р. 80 к.

Цена одного номера 80 коп.

«ТЕПЛОЭНЕРГЕТИКА»

Научно-технический журнал
Орган Академии наук СССР.
Государственного комитета
Совета Министров СССР
по науке и технике
и Центрального правления
Научно-технического общества
энергетики и электротехнической
промышленности

Год издания 17-й

12 номеров в год

Подписная цена:
на год — 9 р. 60 к.
на 6 мес. — 4 р. 80 к.

Цена одного номера 80 коп.

«ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СТАНЦИИ»

Производственно-технический журнал Орган
Министерства энергетики и электрификации
СССР и Центрального правления
Научно-технического общества
энергетики и электротехнической
промышленности

Год издания 41-й

12 номеров в год

Подписная цена:
на год — 9 р. 60 к.
на 6 мес. — 4 р. 80 к.

Цена одного номера 80 коп.

«СВЕТОТЕХНИКА»

Научно-технический и производственный
журнал Орган Министерства
электротехнической промышленности СССР
и Центрального правления
Научно-технического общества
энергетики и электротехнической
промышленности

Год издания 16-й

12 номеров в год

Подписная цена:
на год — 3 р. 60 к.
на 6 мес. — 1 р. 80 к.

Цена одного номера 30 коп.

«ЭНЕРГЕТИК»

Производственно-массовый журнал
Министерства энергетики и электрификации
СССР и Центрального комитета профсоюза
рабочих электростанций
и электротехнической промышленности

Год издания 19-й

12 номеров в год

Подписная цена:
на год — 2 р. 40 к.
на 6 мес. — 1 р. 20 к.

Цена одного номера 20 коп.

«ЭЛЕКТРОТЕХНИКА»

Научно-технический журнал Министерства
электротехнической промышленности СССР
и Центрального правления
Научно-технического общества
энергетики и электротехнической
промышленности

Год издания 41-й

12 номеров в год

Подписная цена:
на год — 8 р. 40 к.
на 6 мес. — 4 р. 20 к.

Цена одного номера 70 коп.

«ЭНЕРГОХОЗЯЙСТВО ЗА РУБЕЖОМ»

[Приложение к журналу
«Электрические станции»]

Производственно-технический журнал
Орган Министерства энергетики
и электрификации СССР и Центрального
правления Научно-технического общества
энергетики и электротехнической
промышленности

Год издания 15-й

6 номеров в год

Подписная цена:
на год — 2 р. 40 к.
на 6 мес. — 1 р. 20 к.

Цена одного номера 40 коп.

«ПРОМЫШЛЕННАЯ ЭНЕРГЕТИКА»

Производственно-технический журнал Орган
Министерства энергетики и электрификации
СССР и Центрального правления
Научно-технического общества
энергетики и электротехнической
промышленности

Год издания 25-й

12 номеров в год

Подписная цена:
на год — 4 р. 80 к.
на 6 мес. — 2 р. 40 к.

Цена одного номера 40 коп.

«ГИДРОТЕХНИЧЕСКОЕ СТРОИТЕЛЬСТВО»

Научно-технический и производственный
журнал Министерства энергетики
и электрификации СССР и Центрального
правления Научно-технического общества
энергетики и электротехнической
промышленности

Год издания 40-й

12 номеров в год

Подписная цена:
на год — 7 р. 20 к.
на 6 мес. — 3 р. 60 к.

Цена одного номера 60 коп.

ПРОИЗВЕСТИ ПОДПИСКУ НА ЖУРНАЛЫ МОЖНО У ОБЩЕСТВЕННЫХ РАСПРОСТРАНИТЕЛЕЙ ПЕЧАТИ В ПУНКТАХ
ПОДПИСКИ «СОЮЗПЕЧАТЬ» ПО МЕСТУ РАБОТЫ И УЧЕБЫ, В АГЕНТСТВАХ СОЮЗПЕЧАТИ, А ТАКЖЕ НА ЛЮБОМ ПОЧТАМТЕ
И В ОТДЕЛЕНИИ СВЯЗИ.