

## Г Л А В А I. ИСХОДНЫЕ ПРЕДПОСЫЛКИ И МЕТОДЫ АНАЛИЗА

Общие вопросы удобнее выделить, приведя их в едином месте. Сюда относятся некоторые понятия, используемые в работе, и приемы, касающиеся не единичных, а общих для диссертации моментов. Вопросам общего характера и посвящена данная глава.

### § I.I. Исходные предпосылки

I. В известной литературе исследование схем выпрямления осуществляется обычно следующим образом.

1. Рассматривают процессы при каком-то конкретном характере нагрузки: активная, индуктивная, емкостная, смешанная.
2. Учитывают или не учитывают сопротивления трансформатора, вентилей, коммутирующих проводников и других элементов, называемые внутренними сопротивлениями. Второй случай определяет схемы без потерь. В первом (схемы с потерями) в зависимости от условий учитывают сопротивления:  
а) только индуктивные - выпрямители большой мощности, б) только активные - выпрямители малой мощности при частоте 50 гц, в) активно-индуктивные - выпрямители малой (при работе на повышенных частотах) и средней мощности.
3. Учитывают или (как правило) не учитывают начальный участок прямой ветви характеристики вентиля.
4. Полагают форму фазовой эдс (сокращенно, фэдс) синусоидальной, либо несинусоидальной.
5. В любом из указанных случаев процессы в схеме рассматривают, полагая реактивности нагрузки (индуктивность или емкость) бесконечной, либо конечной величины.

Исследования, выполненные в диссертации, соответствуют приведенным общепринятым приемам.

2. Инженерную методику расчета выпрямителя разрабатывают на осно-

<sup>1</sup>Стр.1-13 см. в //ИЭА. URL: <http://econf.rae.ru/article/68...>

ве результатов анализа его схемы замещения, отражающую одну из комбинаций указанных выше вариантов. Следовательно, именно схема замещения предопределяет в конечном счете показатели реализуемого устройства. Поэтому для удобства изложения условимся классифицировать многофазные выпрямители прежде всего по их схемам замещения и уж затем по другим признакам - по виду нагрузки (активная, емкостная, индуктивная и пр.), по способу соединения вентилях (лучевая, мостовая), по числу обмоток трансформатора (однофазные, многофазные), по их схемам соединения (звезда, треугольник, зигзаг вправо, влево, с общей обмоткой, с отдельной обмоткой и пр.), по конфигурации (простые, сложные и пр.) и т.д.

Группу выпрямителей, отражаемых схемой замещения, будем относить к классу и для краткости обозначать латинскими буквами в соответствии с элементами схемы. Например, класс  $\ell E_s R \parallel C_\infty$  отражает схемы, нагруженные на параллельный  $RC$ -фильтр при допущении емкости равной бесконечности, учете внутренних индуктивных  $\ell$  и активных  $Z$  сопротивлений и напряжения смещения вентиля  $E_s$ , отражающего влияние начального участка его характеристики.

3. Замыкая ток по внутренним (охватывая фэдс) и внешним элементам схемы замещения, получаем независимый замкнутый контур. Элементы нагрузки составляют внешнюю его часть (ветвь). Остальная (внутренняя) часть контура, рассматриваемая по отношению к тем же выходным зажимам выпрямителя, представляет собой внутреннюю независимую ветвь. В мостовых схемах одни и те же реальные элементы (фазы трансформатора, вентили и пр.) могут относиться к разным внутренним независимым ветвям.

4. Одновременная работа двух или более внутренних ветвей на протяжении отдельного участка времени (подинтервала) характеризует явление, известное под названием коммутации или перекрытия этих ветвей. Каждому подинтервалу соответствует вполне определенная часть (структура) схемы замещения. В разных подинтервалах структура схемы различна. Рассматривая состояние схемы по отдельным подинтервалам, приходят к тому, что по истечении определенного времени структура схемы повторяется. Промежуток времени между подинтервалами с одинаковой структурой схемы будем называть интервалом повторяемости.

5. Смежные интервалы повторяемости в общем случае не равны между собой. Их равенство определяет интервал, называемый периодом.

6. Иногда под "режимом" подразумевают состояние схемы, в котором она находится на протяжении одного подинтервала [ 59 ]. При этом получается, что внутри одного интервала повторяемости схема работает в разных режимах. Имея, однако, в виду, что "режим" или

"процесс" - понятия временные, условимся под режимом работы вентиляционной схемы понимать ее состояние в течение по крайней мере нескольких интервалов повторяемости. Это способствует большей определенности таких понятий как непрерывные и импульсные, временные и параметрические, переходные и установившиеся состояния (процессы), их сочетания и ряд других режимов вентиляционных схем.

7. Под переменными состояниями<sup>х/</sup> будем подразумевать величины (например, токи, напряжения и т.п.), характеризующие данное состояние схемы и рассматриваемые в зависимости от определяющего это состояние аргумента. Таким аргументом может быть время (временные состояния), либо какой-то параметр схемы (параметрические состояния).

Воспользуемся также понятиями риджитной переменной, т.е. не изменяющейся скачком при любом характере воздействий, и исходной  $I$  переменной, т.е. такой, относительно которой остальные необходимые переменные определяют на основе законов Кирхгофа и дифференциального оператора вида

$$D = \sum_{\nu=0}^{\nu_x} a_{\nu} s^{\nu} [I],$$

где  $a_{\nu}$  - постоянные коэффициенты, зависящие от структуры цепи;  $s = d/d\vartheta$  - оператор дифференцирования.

В целом ряде случаев в качестве исходной удобно выбирать риджитную переменную, например, потокосцепление (ток) в индуктивности или заряд (напряжение) на емкости, либо переменную в ветви с нелинейным элементом.

8. Если переменная состояния, сравниваемая в смежных интервалах повторяемости, одинакова, в схеме протекают периодические процессы, ее состояние описывается периодическими функциями, а интервал повторяемости переходит в период. Следовательно, все установившиеся состояния являются периодическими, и для их исследования достаточно рассмотреть один период.

9. По роду работы цепи будем различать два основных состояния: 1. непрерывное, когда к линейной цепи приложено непрерывное воздействие, и 2. импульсное, когда воздействие носит прерывистый характер. Последнее формируется либо посредством одного нелинейного элемента, либо многими. Импульсные состояния являются определенными комбинациями непрерывных.

10. Непрерывные и импульсные, временные и параметрические содержат переходные и установившиеся состояния.

---

<sup>х/</sup> Понятие "переменные состояний" введено в [ 67 ] .

II. По состоянию многовентильной схемы внутри интервала повторяемости будем различать три основных режима работы, для краткости обозначаемых в приводимом ниже виде: [68, 69]

1. режим, когда внутри интервала повторяемости имеется хотя бы один подинтервал, в котором все внутренние ветви отключены от внешней цепи (все вентили закрыты),

$$P = \mathcal{Z}, \quad (I.1)$$

2. режим, когда внутри интервала повторяемости имеется хотя бы один подинтервал коммутации,

$$P = \mathcal{K}, \quad (I.2)$$

3. режим, когда в любом подинтервале в работе участвует только одна внутренняя ветвь,

$$P = \mathcal{H}, \quad (I.3)$$

где  $\mathcal{C}$  - знак соответствия.

I2. Режим работы зависит от вида исследуемой схемы (класса) и соотношений параметров ее элементов. При определенных условиях в одной и той же схеме может произойти переход из одного режима в другой. Момент перехода определяет состояние, называемое критическим. Следовательно, критическим является такой режим работы многофазной вентильной схемы, когда незначительное изменение какого-либо фактора, влияющего на ее состояние, переводит схему в один из режимов вида:  $P = \mathcal{Z}, P = \mathcal{K}, P = \mathcal{H}$ . Иными словами критическое состояние в зависимости от конкретно рассматриваемых условий может быть отнесено к любому из приведенной классификации состоянию и при строгом подходе является неустойчивым.

I3. Согласно определению состояние  $P = \mathcal{H}$  может быть только одного вида, в схеме имеют место только периодические процессы, период  $\mathcal{V}_n$  содержит только  $m$  подинтервалов, каждый из которых равен длительности  $\lambda_m$  открытого состояния соответствующего вентиля, а частота пульсаций  $f_d$  равна частоте воздействующей эдс  $f_c$

$$\mathcal{H} = 1; \quad \mathcal{V}_n = \sum_1^m \lambda_m; \quad \mathcal{V}_d = \mathcal{V}_{nc}; \quad (\text{или } f_d = f_c) \quad (I.4)$$

При симметрии внутренних ветвей выражение (I.4) упрощается

$$\mathcal{H} = 1; \quad \mathcal{V}_n = \lambda = \mathcal{V}_d = 2\theta; \quad (\text{или } f_d = mf_c) \quad (I.4')$$

Состояния  $P = \mathcal{Z}$  и  $P = \mathcal{K}$  могут в зависимости от оговоренных

дополнительно признаков иметь множество видов.

К примеру, в безреактивной многофазной симметричной вентильной схеме (класс  $\mathcal{Z}R$ ) максимально возможное число  $k_x$  коммутационных состояний ( $\rho \in \mathcal{K}_x$ ), различаемых лишь по числу  $V$  коммутируемых внутренних ветвей, будет составлять

$$k_{xV} = \frac{1}{2} \left\{ m - \frac{1}{2} [3 + (-1)^m] \right\} \quad (1.5)$$

Такая ситуация имеет место при коротком замыкании (к.з.) сопротивления нагрузки указанной схемы.

Учитывая, что число коммутируемых ветвей отличается на единицу от номера коммутационного состояния, получаем

$$V_x = \frac{1}{2} \left\{ m + \frac{1}{2} [1 - (-1)^m] \right\} \quad (1.6)$$

Эти выражения соответствуют также классу  $\mathcal{Z}R/IC$ , поскольку при к.з. сопротивления полезной нагрузки схемы указанных двух классов становятся одинаковыми. Получающаяся при этом схема представляет собой соединение  $V_x$  ветвей, замкнутое накоротко. Нетрудно видеть, что к такому короткозамкнутому соединению могут быть сведены вообще все схемы с активными потерями независимо от характера и порядка внешней цепи, если замкнуть накоротко не сопротивление полезной нагрузки, а выход выпрямителя. Следовательно, при учете лишь активных внутренних сопротивлений, т.е. когда влиянием начального участка характеристик вентиля и индуктивностями рассеяния можно пренебречь, выражения (1.5) и (1.6) соответствуют всем многофазным схемам при к.з. их выходных каналов.

Если же во внешней цепи последовательно с сопротивлением полезной нагрузки включена индуктивность (класс  $\mathcal{Z}RL$ ), то при к.з. этого сопротивления имеем выражения, аналогичные предыдущим

$$k_{Vx(k)} = \frac{1}{2} \left\{ m - \frac{1}{2} [1 - (-1)^m] \right\}, \quad (1.5')$$

$$V_{x(k)} = \frac{1}{2} \left\{ m + \frac{1}{2} [3 + (-1)^m] \right\}. \quad (1.6')$$

Эти формулы отражают состояния и тех, очевидно, схем с активными потерями, когда нагрузкой многофазного выпрямителя служит начина-

щаяся с последовательной индуктивности цепь любого порядка (например, многозвенный фильтр ) и к.з. произошло за этой индуктивностью.

Таким образом, многофазная схема может работать в одном из  $k = 1, 2, \dots, k_x$  режимов, а переход из одного коммутационного состояния в другое определяет  $k$ -е критическое состояние схемы или просто  $k$ -ю критичность в отличие от определенного выше критического состояния, которое будем именовать нулевой критичностью.

Уместно заметить, что последние четыре формулы, приведенные в данном случае лишь для иллюстрации указанного выше многообразия коммутационных состояний, имеют между тем важное прикладное значение.

Согласно сложившейся в свое время теории выпрямителей, основоположниками которой считают Делленбаха и Герекке [ 22 ], получается, как указано в [ 28 ], что "при идеально коротком замыкании выпрямителя должны одновременно гореть все аноды". Такой вывод не соответствует действительности. Противоречие теории с практикой было подмечено ктн А.М.Утевским еще в 1937 году [ 150 ], а теоретическое толкование этому и обширный экспериментальный материал были приведены в 1946 году акад. М.П.Костенко, акад. Л.Р.Нейманом и инженером Г.Н.Блаудзевичем в их, указанной выше и ставшей теперь букинистической ценностью монографии, посвященной шестифазной схеме с уравнительным реактором.

На практике оказывается, что при коротком замыкании выходных зажимов выпрямителя коммутирует около половины независимых внутренних ветвей. Результат, отраженный формулами (I.6) и (I.6') говорит о том, что теперь представляется возможность довольно просто определять это число аналитическим путем.

## § I.2. Методы анализа

I. В основу применяемых в работе методов положен известный прием приведения именованных величин к базису или к основанию. Таким образом, анализ осуществляется в приведенных (безразмерных) единицах.

Для получения именованной величины (отмечено чертой снизу) необходимо и достаточно умножить приведенную к какому-либо  $m$ -му основанию величину на ее основание  $O_m$

$$\underline{f} = f_{(O_m)} \cdot O_m \quad (I.7)$$

Отсюда, в частности, имеем

$$\underline{f} = f_{(O_1)} \cdot O_1 = f_{(O_2)} \cdot O_2 ,$$

что дает формулу перехода, позволяющую при известной величине, приведенной к одному основанию, довольно просто найти значения величины, приведенной к другому основанию,

$$f_{(O_2)} = k_{np} f_{(O_1)} , \quad (I.8)$$

где коэффициент преобразования

$$k_{np} = k_{np}(O_1 \rightarrow O_2) = O_1 / O_2 \quad (I.9)$$

В качестве независимой переменной временных функций удобно пользоваться безразмерной (т.е. также приведенной к основанию) величиной

$$v = \omega t$$

Приведенная к основаниям исходная схема является, таким образом, относительным эквивалентом (сокращенно ОТЭ) своего оригинала, что дает право именовать указанный прием методом относительных эквивалентов [ 94 ]. Его использование позволяет проще и нагляднее представить физику явлений, облегчая анализ во временной области и позволяя выполнить его в общем виде для любой схемы выпрямления, абстрагируясь от частных, конкретных значений схемных элементов и переменных состояния, в частности, напряжений и мощностей потребителя.

2. При аналитических решениях в работе используется операционный метод - преобразование Лапласа. Приводя операторную схему к основаниям, получают ее операторный эквивалент (сокращенно ОПЭ). Действия над ним также дают определенные удобства и упрощения.

3. При исследованиях глубоких коммутационных состояний многофазных схем в работе используется также прием коммутационных эквивалентов [69,154], сущность которого заключается в том, что мы от разветвленной вентильной цепи ОТЭ (или ОПЭ) переходим к одноконтурной

линейной цепи, решение которой проще и позволяет получить рекуррентные соотношения для любого ( $k$ -го порядка) коммутационного состояния  $m$ -фазного выпрямителя.

Конкретная иллюстрация указанных приемов осуществлена в последующих главах и, чтобы не дублировать, здесь не приводится.

4. Для перехода от изображений к оригиналам в общем случае обращаемся к формуле [63,94,97], которая применительно к  $m$ -фазному выпрямлению упрощает нахождение реакции  $R(\psi)$  линейной цепи нагрузки выпрямителя по имеющимся Лапласовым изображениям пассивных и активных воздействий  $\mathcal{E}_i$  и структурных коэффициентов  $W_M$ , представляющих собой функции оператора  $s$  и записываемых в виде рациональной дроби с полиномами  $\mathcal{Z}(s)$  в числителе и  $\mathcal{Z}(s)$  в знаменателе. Эта формула, вывод которой приведен в Приложении I на основе теоремы о вычетах и принципа суперпозиции, имеет следующий вид

$$R(\psi) = \sum_{i=1}^{i_x} \mathcal{E}_i(s) \prod_{M=1}^{M_x} W_{iM}(s) = R_y(\psi) + R_n(\psi), \quad (I.10)$$

$$R_y(\psi) = \sum_{i=1}^{i_x} \sum_{\nu_i=1}^{\nu_{ix}} A_{i\nu_i} e^{s_{\nu_i} \psi}; \quad R_n(\psi) = \sum_{i=1}^{i_x} \sum_{M=1}^{M_x} \sum_{\zeta_M=1}^{\zeta_{Mx}} A_{iM\zeta_M} e^{s_{\zeta_M} \psi}, \quad (I.10a)$$

где  $\nu_i; \zeta_M$  - индексы полюсов  $\mathcal{E}_i$  и  $W_M$ ;  $R_y(\psi), R_n(\psi)$  - соответственно установившаяся и переходная части непрерывной реакции линейной цепи общего вида. Входящие в них коэффициенты равны

$$A_{i\nu_i} = \frac{\mathcal{Z}_{\mathcal{E}_i}(s_{\nu_i})}{\mathcal{Z}'_{\mathcal{E}_i}(s_{\nu_i})} \left[ \prod_{M=1}^{M_x} W_{iM}(s_{\nu_i}) \right] = f(s_{\nu_i}), \quad (I.10б)$$

$$A_{iM\zeta_M} = \mathcal{E}_i(s_{\zeta_M}) \frac{\mathcal{Z}_{W_{iM}}(s_{\zeta_M})}{\mathcal{Z}'_{W_{iM}}(s_{\zeta_M})} \left[ \prod_{\substack{M=1 \\ M \neq M}}^{M_x} W_{iM}(s_{\zeta_M}) \right] = f(i, s_{\zeta_M}), \quad (I.10в)$$

где один штрих наверху означает взятие первой по  $s$  производной от знаменателя соответствующей дробно-рациональной функции [70].

5. Записанная в общем виде формула (I.10) охватывает целый



ряд частных случаев, касающихся как непрерывной, так и импульсной реакций линейной диссипативной цепи общего  $\zeta_x$ -го порядка  $m$ -фазного выпрямителя. Получаемые при этом результаты не содержат по отношению к формуле разложения принципиальной новизны и при соответствующих навыках могут быть получены в большом количестве. Приведем лишь некоторые из них, используемые нами при исследованиях.

1. Для определения непрерывной реакции цепи, обусловленной ненулевыми начальными условиями (начальным запасом энергий в реактивностях), достаточно в формуле (I.10) из реакций на  $i_x$  воздействий выделить реакции на  $\rho_x = k_x + l_x$  пассивных воздействий  $U_k$  и  $U_l$ , отражающих заряды на  $k = 1, 2, \dots, k_x$  конденсаторах и магнитную энергию в  $l = 1, 2, \dots, l_x$  индуктивностях. Полагая для упрощения записи  $M_x = 1$ , числители  $Z_{W_k}$  - сокращающимися на  $s$  ( $Z_{W_k} = \tilde{Z}_{W_k}/s$ ) и помня, что знаменатели коэффициентов передачи, определяемые цепью в целом, а не местом включения источника, одинаковы для всех воздействий, находим

$$R_{np}(\nu) = \sum_{\zeta=1}^{\zeta_x} A_{k\ell} e^{s_\zeta \nu}, \quad (I.10')$$

$$A_{k\ell} = \left[ \sum_{k=1}^{k_x} U_k \tilde{Z}_{W_k}(s_\zeta) + \sum_{l=1}^{l_x} U_l \tilde{Z}_{W_l}(s_\zeta) \right] / Z'_W(s_\zeta). \quad (I.10'')$$

Непрерывные составляющие (I.10') определяются суммой вычетов только в полюсах  $W(s)$  и дают поэтому лишь экспоненциально затухающие члены (переходную часть) [90, 97].

2. Если к цепи приложено одно воздействие, получаем формулу (П.1.8), приведенную в Приложении I. Непрерывную реакцию цепи с одним структурным коэффициентом на одно воздействие при нулевых начальных условиях (индекс нуль), находим из (I.10), положив  $i_x = M_x = 1$ ,

$$R(\nu)_0 = \mathcal{E}(s)W(s) = \sum_{\nu=1}^{\nu_x} A_\nu e^{s_\nu \nu} + \sum_{\zeta=1}^{\zeta_x} A_\zeta e^{s_\zeta \nu} = R_y(\nu) + R_n(\nu), \quad (I.11)$$

$$A_\nu = \mathcal{E}(s_\nu)W(s_\nu)/Z'_\mathcal{E}(s_\nu); \quad A_\zeta = \mathcal{E}(s_\zeta)\tilde{Z}_W(s_\zeta)/Z'_W(s_\zeta). \quad (I.11')$$

Для получения реакции цепи при ненулевых начальных условиях до-

статочно объединить выражения (I.10') и (I.11).

3. При воздействии синусоидальной формы ( $\mathcal{E} \in S$ ), описываемой синусоидальной функцией с начальной фазой  $\psi$ , не равной нулю [ $S = \sin(\vartheta + \psi)$ , что дает два комплексно-сопряженных полюса], установившаяся часть в (I.11) приобретает более простой вид

$$R_y(\vartheta)_{0/\mathcal{E} \in S_\psi} = \text{Im} \{ W(j) e^{j(\vartheta + \psi)} \}, \quad (\text{I.12})$$

$$(\text{НК} \in \psi \in S = 0, S' > 0), \quad (\text{I.12}')$$

где  $j = \sqrt{-1}$  означает мнимую единицу, оператор  $\text{Im}$  - мнимую часть от выражения, стоящего в фигурных скобках, а запись (I.12') - выбор начала координат (НК) в момент  $\psi$ , взятый относительно момента прохождения фэдс через нуль при ее первой производной больше нуля. Аналогичные сокращения далее используются без расшифровки.

Если воздействие постоянно ( $\mathcal{E} \in E \in \text{const}$ , что дает нулевой полюс), получаем еще более простую формулу

$$R_y(\vartheta)_{0/\mathcal{E} \in E} = E W(0). \quad (\text{I.13})$$

Запись переходных составляющих в этих случаях также упрощается

$$A_{\zeta/\mathcal{E} \in S_\psi} = S(s_\zeta) \frac{\mathcal{Z}_w(s_\zeta)}{\mathcal{Z}'_w(s_\zeta)}, \quad A_{\zeta/\mathcal{E} \in E} = \frac{E}{s_\zeta} \cdot \frac{\mathcal{Z}_w(s_\zeta)}{\mathcal{Z}'_w(s_\zeta)}. \quad (\text{I.14})$$

4. Ясно, что получаемые формулы могут быть использованы при исследованиях как неуправляемых, так и управляемых выпрямителей. Если угол управления  $\alpha$ , отсчитывать от момента прохождения фэдс через нуль, то, например, в (I.12) достаточно заменить  $\psi$  на  $\alpha$ . Обычно угол управления отсчитывают от момента пересечения фазовых эдс по огибающей. Тогда, заменяя в том же выражении угол

$$\psi = \psi_0 + \alpha = \pi/2 - (\theta - \alpha), \quad \text{где } \theta = \pi/m, \quad \text{находим}$$

$$R_y(\vartheta)_{0/\mathcal{E} \in S_\alpha} = \text{Re} \{ W(j) e^{j(\vartheta - \alpha - \theta)} \}, \quad (\text{I.15})$$

где оператор  $\text{Re}$  означает, что от выражения, стоящего в фигурных скобках, должна быть взята лишь вещественная часть.

5. Для цепи первого порядка ( $\mathcal{Z}_x = 1, \mathcal{Z}_w = s + \delta; \delta = c \tau g \varphi$ ) имеем

$$R(\vartheta)_{0/\mathcal{E} \in S_\alpha; \mathcal{Z}_x=1} = \sin \varphi \left[ \text{Re} \{ \mathcal{Z}_w(j) e^{j(\vartheta + \alpha - \theta - \varphi)} \} - \cos(\alpha - \theta - \varphi) \mathcal{Z}_w(-\delta) e^{-\delta \vartheta} \right], \quad (\text{I.16})$$

$$R(\vartheta)_0 |_{\xi=E; \tau_{\alpha}=1} = E \operatorname{tg} \varphi [z_w(0) - z_w(-\delta) e^{-\delta \vartheta}] \quad (\text{I.17})$$

В частности, для тока в цепи  $RL$ , когда  $z_w = \delta = R/X$ , получаем

$$i_{(R)}(\vartheta)_0 = \begin{cases} \cos \varphi \{ \cos(\vartheta + \alpha - \theta - \varphi) - \cos(\alpha - \theta - \varphi) e^{-\delta \vartheta} \} \leftarrow \xi = S_{\alpha} & (\text{I.18}) \\ 1 - e^{-\delta \vartheta} \leftarrow \xi = E & (\text{I.19}) \end{cases}$$

6. Реакция линейной цепи на импульсные периодические воздействия (импульсная реакция) содержит в  $n$ -м периоде три составляющих [91,97]: а) непрерывную реакцию  $R_n(\vartheta)_0$ , определяемую при нулевых начальных условиях, например, выражением (П.1.8) или его частными формулами (I.11)÷(I.19); б) непрерывную реакцию, обусловленную не нулевыми начальными условиями, общими для всего переходного импульсного состояния, и определяемую по формуле (I.10'), правую часть которой согласно теореме запаздывания достаточно умножить на  $e^{s(n-1)\vartheta_n}$ , если начало координат помещено в конце  $(n-1)$ -го периода  $\vartheta_n$ ; в) непрерывно-импульсную реакцию, обусловленную местными начальными условиями (в момент вступления  $n$ -го импульса), т.е. запасом энергий в реактивностях, приобретенных от действия пачки прошедших  $(n-1)$  импульсов данного источника. Зная изображение  $\mathcal{E}_1^{(1)}(s)$  первого, одиночного (индекс штрих) импульса и пользуясь теоремой запаздывания и формулой суммы членов геометрической прогрессии, не трудно получить изображение пачки  $(n-1)$  импульсов, если начало координат помещено в момент вступления первого импульса,

$$\mathcal{E}(s)_n = \mathcal{E}_1^{(1)}(s) (1 - e^{-s(n-1)\vartheta_n}) / (1 - e^{-s\vartheta_n}) \quad (\text{I.20})$$

К особенностям функции (I.20) относятся особые точки функции  $\mathcal{E}_1^{(1)}(s)$  и нули знаменателя  $1 - e^{-s\vartheta_n}$ . В функциональном отношении изображение одиночного импульса есть изображение отрезка той же непрерывной функции  $\mathcal{E}(\vartheta)_0$ , существующей в интервале действия одного импульса (периода),

$$\mathcal{E}_1^{(1)}(\vartheta) = \begin{cases} \mathcal{E}(\vartheta)_0 \leftarrow 0 \leq \vartheta \leq \vartheta_{n(1)} \\ 0 \leftarrow \vartheta \leq 0; \vartheta \geq \vartheta_{n(2)} \end{cases} \quad (\text{I.21})$$

Следовательно, такое изображение [116]

$$\mathcal{E}_1^{(1)}(s) = \int_0^{\infty} \mathcal{E}(\vartheta) e^{-s\vartheta} d\vartheta = \int_0^{\vartheta_n} \mathcal{E}(\vartheta) e^{-s\vartheta} d\vartheta$$

в связи с ограниченностью функции  $\mathcal{E}_1^{(1)}(s)$  имеет конечное значение при всех  $s$  и к нему применимо правило Лейбница о дифференцировании под знаком интеграла [73]

$$\frac{d}{ds} \mathcal{E}_1^{(1)}(s) = \int_0^{\vartheta_n} \frac{\partial}{\partial s} [\mathcal{E}_1^{(1)}(\vartheta) e^{-s\vartheta}] d\vartheta = - \int_0^{\vartheta_n} \vartheta \mathcal{E}_1^{(1)}(\vartheta) e^{-s\vartheta} d\vartheta. \quad (I.22)$$

Замечая, что последний интеграл не существует только при  $s \rightarrow \infty$ , т.е.  $\mathcal{E}_1^{(1)}(s)$  дифференцируема во всей комплексной плоскости, кроме бесконечно удаленной точки, находим, что изображение одиночного импульса не содержит особенностей в конечной области.

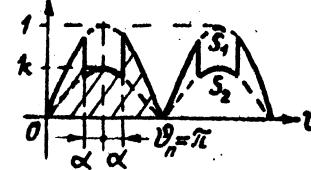
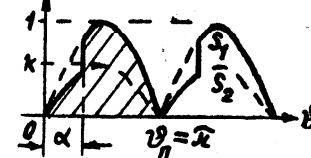
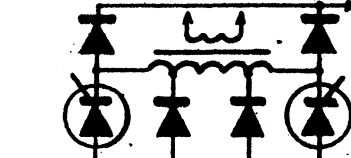
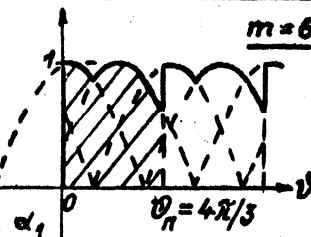
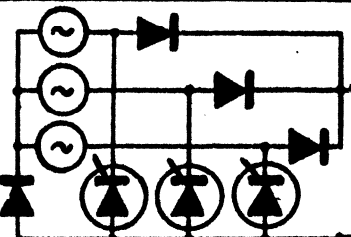
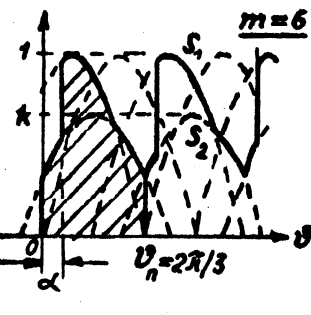
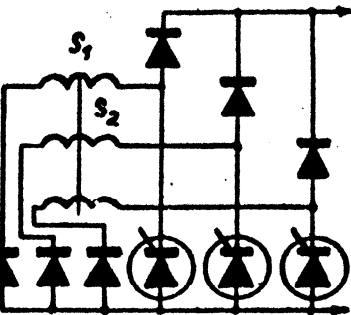
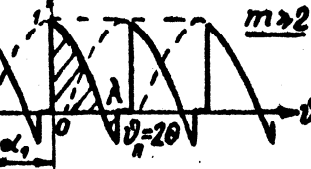
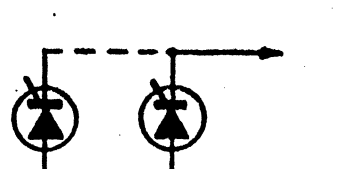
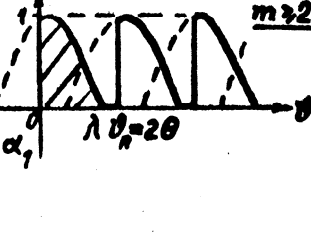
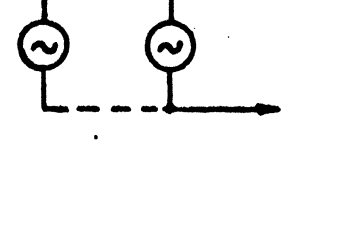
Уравнение  $(1 - e^{-s\vartheta_n}) = 0$  дает бесконечное число сопряженных полюсов  $s_{\nu} = \pm j\nu$ , ( $\nu = 0, 1, 2, \dots, \infty$ ), расположенных на всей комплексной оси. Однако, при конечном значении числа импульсов (пачке) дробный сомножитель в (I.20) конечен в этих полюсах [82], и изображение  $\mathcal{E}(s)_n$  пачки импульсов является целой функцией, не давая, следовательно, в общей реакции цепи непрерывных установившихся составляющих, что соответствует физическому смыслу. Иными словами, коэффициенты  $A_{i\nu_i}$  (или их вариации для частных случаев), отражающие установившуюся часть в получаемом решении, равны нулю. Остаются только переходные составляющие, которые легко определяются, например, из (I.10') при  $U_x = 0$ ,  $\mathcal{E}_x = 1$  и замене  $U_e$  на  $\mathcal{E}(s)_n$ . Поэтому определение такой непрерывно-импульсной реакции не имеет принципиальных отличий от предыдущего. Для удобства пользования в нижеприводимой таблице дан ряд полученных автором изображений пачки из  $n$  импульсов, отражающих характерные для выпрямителей сигналы.

Отметим, что если начало координат помещено в конце  $(n - 1)$ -го периода, то временной сдвиг, как указывалось, учитывается по теореме запаздывания умножением изображений на  $e^{s(n-1)\vartheta_n}$ .

Итак, последняя из разобранных реакций содержит только переходную часть. Причем функционально она зависит от непрерывного

Таблица изображений  $\mathcal{E}(s)_n = \mathcal{E}_1(s)_n A_n^{(m)}$  пачки периодической последовательности текущего числа импульсов

Управляемые выпрямители  $A_n^{(m)} = (1 - e^{-sn\vartheta_n}) / ((1 + s^2)(1 - e^{-s\vartheta_n}))$

n	Форма пачки импульсов	$\mathcal{E}_1(s)_n$	Примеры схем
1		$1 + e^{-s\pi} - 2(1-k)e^{-s\pi/2} \times (\sin\alpha \operatorname{ch}s\alpha + s \cos\alpha \operatorname{sh}s\alpha)$	
2		$k + e^{-s\pi} + (1-k) \times (\cos\alpha + \alpha \sin\alpha) e^{-s\alpha}$	
3		$\cos\alpha_1 + s \sin\alpha_1 + e^{s(2\pi/3 - \alpha_1)} - \cos(\frac{\pi}{3} + \alpha_1) + s \sin(\frac{\pi}{3} + \alpha_1) e^{-s2\pi/3}$	
4		$\frac{k}{2} [s(1 - e^{-s\pi/3}) + \sqrt{3}(1 + e^{-s\pi/3})] + (e^{-s\alpha} - e^{-s\pi/2}) [k \sin(\frac{\pi}{6} + \alpha) + \sin(\frac{\pi}{3} + \alpha)] + (e^{-s\alpha} - e^{-s\pi/2}) [k \times \cos(\frac{\pi}{6} + \alpha) + \cos(\frac{\pi}{3} + \alpha)]$	
5		$\cos\alpha_1 + s \sin\alpha_1 - [\cos(\lambda + \alpha_1) + s \sin(\lambda + \alpha_1)] e^{-s\lambda}$	
6		<p>см. п. 5 при <math>\lambda = \pi - \alpha_1</math></p>	

	<p>см. п. 5 при <math>\lambda = 2\theta</math></p>	
	<p><math>(s \sin \alpha + \cos \alpha)(1 - e^{-s\pi})</math> (см. п. 7 при <math>\theta = \pi/2</math>)</p>	
<p>Неуправляемые выпрямители</p>		
<p><math>\mathcal{E}(s)_n</math></p>		
	<p><math>\frac{(1 - e^{-s\theta_n})(1 - e^{-sn\theta_n})}{s(1 - e^{-s\theta_n})}</math></p>	
	<p><math>\frac{1 - e^{-sn2\pi}}{(1 + s^2)(1 - e^{-s\pi})}</math></p>	
	<p><math>\frac{1}{s}(1 + e^{-sn\theta_n}) \operatorname{th} \frac{1}{2}s\theta_n</math></p>	
	<p><math>\frac{s \cos \theta + \sin \theta \operatorname{cths} \theta}{1 + s^2} (1 - e^{-sn2\theta})</math> (см. п. 7 при <math>\alpha_1 = \pi/2 - \theta</math>)</p>	
	<p><math>\frac{(1 - e^{-s\theta_n})(1 + e^{-sn\theta_n})}{s(1 + e^{-s\theta_n})}</math></p>	

и дискретного аргументов: от непрерывного времени  $\nu$  и числа импульсов  $n$ . (Отсюда и определение - непрерывно-импульсная реакция).

В целом получаемый оригинал импульсной реакции цепи, найденный в виде конечной суммы алгебраических членов, содержит: члены, зависящие от  $n$ , - переходная импульсная составляющая, и члены, не зависящие от  $n$ , - установившаяся составляющая [96, 91]. Для нахождения последней (т.е. когда  $n \rightarrow \infty$ ), очевидно, достаточно для рассматриваемых в диссертации вентильных цепей (т.е. при  $Re s_j < 0$ ) положить нулю все составляющие с экспонентами степени  $n$ . Достоинством такого результата является возможность определения установившейся импульсной реакции без необходимости определения начальных (местных) условий, что напротив неизбежно возникает при попытке получить ее, автономно исследуя установившееся импульсное состояние цепи, когда информация о предыдущем состоянии отсутствует.

Отметим, что указанный прием по определению импульсной реакции цепи нагрузки выпрямителя, получивший название метода эквивалентных реакций, применительно к  $m$ -фазному выпрямлению имеет частичное приложение, касающееся лишь схем без потерь.

Аналогичные результаты можно получить для реакции линейной цепи в паузе между импульсами или в случае, если на отдельных подынтервалах воздействие описывается разными функциями, что не содержит каких-либо принципиальных затруднений, также относится к схемам без потерь и связано в любом случае с формулой (I.10).

### Выводы

В главе рассмотрены вопросы общего для диссертации характера.

I. Сформулированы исходные предпосылки, даны некоторые определения, в частности, основным состояниям  $m$ -фазных схем выпрямления,

показано многообразие их коммутационных состояний и приведены аналитические зависимости, позволяющие определить число внутренних ветвей ( фаз трансформатора, вентиля и пр.), коммутируемых при глухом коротком замыкании выходных каналов выпрямителя.

2. Приведена сущность используемых в диссертации методов, для определенности именуемых методами относительных и коммутационных эквивалентов и эквивалентных реакций. Получена модификация формулы разложения, позволяющая в приложениях довольно просто находить оригиналы функций, представленных в виде произведения мероморфных функций комплексного переменного  $s$  .

3. На основе изложенных положений может быть осуществлено исследование параметрических состояний многофазных схем без потерь и с учетом внутренних сопротивлений при различных видах нагрузки и режимах от холостого хода до короткого замыкания.

*Продолжение следует*

© Репин А.М. 1971. 10.11.2011