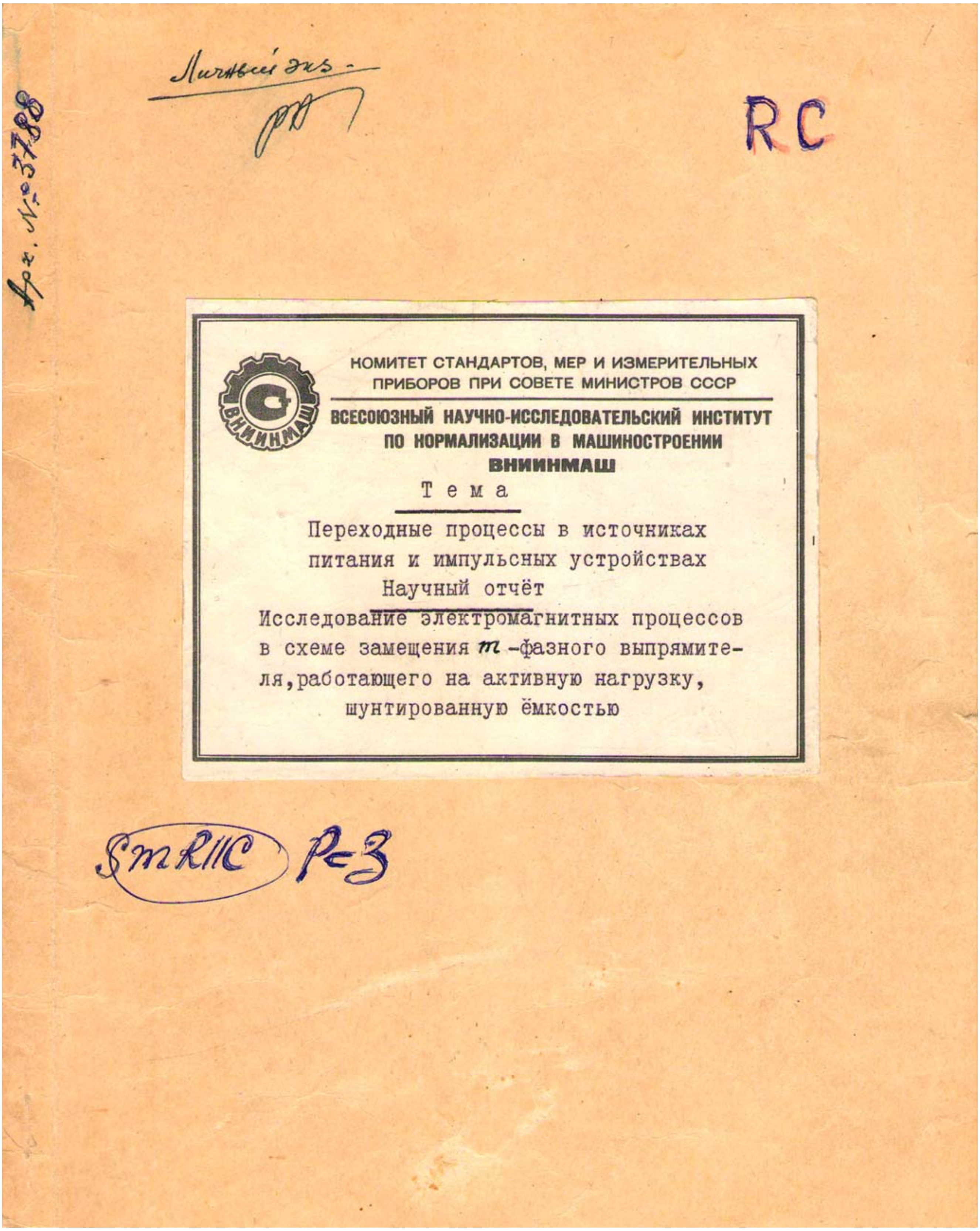
А.М. Репин

# Результаты исследования вентильных схем класса S*m*(Л)R//C
## / *Repin A.M. The results of the study of ventil circuits of class Sm(Л)R//C*

**Анонс. Даны первоначальные авторские результаты исследования многофазных схем выпрямления с ёмкостным R//C-фильтром. Они получены в 1960-х годах начавшим приобщаться к конверсике автором совместно с коллегой К.П. Собиновым. Оформлены в виде научного отчёта. Исправлены и дополнены автором в 1967 г. И впервые предлагаются в электронной версии ныне. Как обещанное в econf.rae.ru продолжение цикла авторских работ по вентильным конвертерам электроэнергии. И как документ, чудом сохранившийся.**



Личный экз. -

РД

Арх. №: 37788

RC

КОМИТЕТ СТАНДАРТОВ, МЕР И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ ПРИБОРОВ ПРИ СОВЕТЕ МИНИСТРОВ СССР

ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ПО НОРМАЛИЗАЦИИ В МАШИНОСТРОЕНИИ

ВНИИНМАШ

Тема

Переходные процессы в источниках питания и импульсных устройствах

Научный отчёт

Исследование электромагнитных процессов в схеме замещения $m$-фазного выпрямителя, работающего на активную нагрузку, шунтированную ёмкостью

SmR//C P=3

Комитет стандартов, мер и измерительных приборов при Совете Министров СССР

Всесоюзный научно-исследовательский институт по нормализации в машиностроении

ВНИИНМАШ

Тема: Переходные процессы в источниках питания и импульсных устройствах.

## Научный отчет

# Исследование электромагнитных процессов в схеме замещения $m$ -фазного выпрямителя, работающего на активную нагрузку, шунтированную емкостью.

Директор института к.т.н. — В.Верченко

Зам. директора по научной части — Е.Панфилов

Начальник отдела № 32 — В.Сельский

Руководители темы, ответственные исполнители и исполнители: А.Репин, К.Собинов

Согласовано:

Начальник научно-технического отдела — В.Виноградов

Москва
1967 г.

## ПРОТОКОЛ № II

заседания НТС отдела № 3I от I.9.67 г.

Председатель - начальник отдела № 3I Тетерюков В.А.
Секретарь - инженер Фадеева Г.П.
Члены НТС -

начальник отдела № 32 Сельский В.А.
зам.начальника отдела № 3I Гаврилов А.В.
зам.начальника отд.№ 30 Лоттерштейн А.Х.
зам.начальника отдела № 32 Репин А.М.
руководитель темы Собинов К.П.
руководитель темы Подкаминер Л.Л.
ведущий инженер Матусовский А.М.
ведущий инженер Виноградов В.П.

Обсуждён научный отчёт "Исследование электромагнитных процессов в схеме замещения $m$ - фазного выпрямителя, работающего на активную нагрузку, шунтированную ёмкостью" по теме "Электромагнитные процессы в источниках питания и импульсных устройствах".

НТС отмечает:

I. Проведён полный анализ указанной системы без учёта внутреннего сопротивления трансформатора и вентилей. Получены аналитические выражения напряжений и токов. Построены расчётные графики. Дана методика расчёта. Выявлено наличие двух принципиальных режимов работы схемы - докритического и критического, определяемых критической величиной ёмкости. Подобный анализ и методика расчёта в литературе отсутствует. Результаты работы найдут применение в практике и теории преобразовательной техники.

2. Работа может быть рекомендована к опубликованию.

3. Работа рекомендуется к утверждению.

Председатель НТС В.Тетерюков

Члены НТС

В.Сельский

А.Гаврилов

А.Лоттерштейн

А.Репин

К.Собинов

Л.Подкаминер

А.Матусовский

В.Виноградов

"Исследование электромагнитных процессов в схеме замещения $m$ - фазного выпрямителя, работающего на активную нагрузку, шунтированную емкостью".

# АННОТАЦИЯ

В работе выполнен анализ электромагнитных процессов в схеме замещения $m$ - фазного выпрямителя, работающего на параллельную цепь "активное сопротивление - ёмкость". Внутреннее сопротивление трансформатора выпрямителя не учитывается. К указанной схеме сводится обширный круг практических схем из областей выпрямителей, фильтров, вычислительной техники и т.п. На основе анализа дана методика расчёта подобных схем, позволяющая с малыми затратами времени проводить их анализ и практическое исполнение, а так же проводить их унификацию. Работа имеет и теоретическое значение, освещая по новому ряд вопросов преобразовательной техники.

## Схема замещения и её анализ

Схема замещения $m$ - фазного выпрямителя с нулевой точкой трансформатора x) изображена на рис. I. Первичная обмотка трансформатора не указана. На рис. 2 приведены диаграммы токов и напряжений в рассматриваемой схеме.

Приняты обозначения:

$C$ - ёмкость конденсатора.
$R$ - сопротивление нагрузки.
$T_p$ - $m$ - фазный трансформатор.

$B_1; B_2; \ldots; B_k$ - вентили.
$e_1; e_2; \ldots; e_k$ - мгновенные значения ЭДС соответствующих фаз трансформатора $T_p$.

$i_c; i_o; i_в$ - мгновенные значения токов емкости, нагрузки $R$ и вентиля соответственно.

$u_o = i_o R = u_c$ - мгновенное значение напряжения на нагрузке $R$ (или на ёмкости $C$).

$T_m = \frac{2\pi}{m}$ период $T_m = \frac{T}{m}$.

$m$ - число фаз выпрямления.

$\vartheta = \omega t$ - независимая переменная

$\omega = 2\pi f$ - угловая частота; $f = \frac{1}{T}$ - частота; $t$ - время.

$\psi$ - начальная фаза ЭДС $e_1$.

$\theta_{om}; \theta_{вm}; \theta_{cm}$ - моменты максимума выпрямленного тока, тока вентиля и тока ёмкости соответственно.

$\lambda_в$ - длительность горения вентиля.

$I_o; I_в$ - среднее значение выпрямленного тока и тока вентиля соответственно.

---

x) Работа мостовых схем выпрямления (однофазной и трёхфазной Ларионова) в принципе не отличается от анализируемой. Некоторые особенности работы этих схем отмечены в тексте.

$J_E$ — эффективное значение тока вентиля.

$U_{обр}$ — мгновенное значение обратного напряжения вентиля.

$\Delta U = U_{o\,max} - U_{o\,min}$ — пульсация выпрямленного напряжения.

( $U_{o\,max}$ ; $U_{o\,min}$ — соответственно максимальное и минимальное напряжение на нагрузке).

$i_o^{I}$ ; $i_o^{II}$ ; $i_c^{I}$ ; $i_B^{II}$ ; $U_o^{I}$ и т.д. — мгновенные значения соответствующих токов и напряжений в I и II интервалах.

$\bar{i}_o$ ; $\bar{U}_o$ ; $\bar{U}_{обр}$ и т.д. — мгновенные значения величин в относительных единицах.

$e$ — основание натуральных логарифмов.

I — интервал работы вентиля (вентиль открыт).

II — интервал самостоятельного разряда ёмкости (вентили закрыты).

## Вывод основных соотношений

Принимаем следующие допущения:

1. Трансформатор и вентили считаем идеальными, т.е. пренебрегаем внутренним сопротивлением трансформатора и работающего вентиля, а также обратными токами вентилей.

2. Для анализа установившегося режима достаточно рассмотреть один период $T = \frac{2\pi}{m}$. Как видно из рис. 2 период содержит три интервала:

а) Интервал заряда ёмкости ( $0 \le \vartheta \le \frac{\pi}{2} - \psi$ )

В этом интервале источник с электродвижущей силой (ЭДС) $e$ питает нагрузку $R$ и обеспечивает заряд ёмкости $C$.

б) Интервал вынужденного разряда ёмкости ( $\frac{\pi}{2} - \psi \le \vartheta \le \lambda_B$ )

В этом интервале нагрузку $R$ питают и источник и конденсатор.

в) Интервал самостоятельного разряда емкости C

$(\lambda_в \le \vartheta \le \frac{2\pi}{m})$

В этом интервале вентили закрыты, источник отключён и нагрузку питает только ёмкость.

Поскольку возможны только два режима работы схемы в целом, соответствующие двум состояниям вентиля (открытое и закрытое), то и систем уравнений, описывающих процессы, оказывается две, и для анализа процессов достаточно рассмотреть два интервала: Интервал I (рис. 2), когда вентиль открыт и интервал II – интервал самостоятельного разряда конденсатора (вентиль закрыт). Предположим, что в I интервале работает вентиль $B_1$. Питающая ЭДС $e_1 = \mathcal{E}_m \sin(\vartheta + \psi)$,
момент вступления в работу вентиля относительно нуля возрастающей части синусоиды питающей ЭДС.
где: $\mathcal{E}_m$ – амплитуда; $\vartheta = \omega t$; $\psi$ – начальная фаза, (коэффициент трансформации трансформатора принят за единицу).

Интервал I ( $0 \le \vartheta \le \lambda_в$ )

Для выбранных направлений токов (рис. 1) имеем:

$$i_в^I = i_o^I + i_c^I$$

Токи $i_o^I$ и $i_c^I$ определяются как:

$$i_o^I = \frac{e_1}{R} \quad ; \quad i_c^I = C\frac{dU_c}{dt} = \omega C\frac{de_1}{d\vartheta},$$

что очевидно, ибо при открытом вентиле $B_I$

$$U_c^I = U_o^I = e_1 = \mathcal{E}_m \sin(\vartheta + \psi).$$

В итоге получаем

$$i_o^{I} = \frac{\mathcal{E}_m}{R} \sin(\vartheta + \psi); \quad i_c^{I} = \mathcal{E}_m \omega C \cos(\vartheta + \psi).$$

$$i_в^{I} = \frac{\mathcal{E}_m}{R}\left[\sin(\vartheta+\psi) + \omega RC \cos(\vartheta+\psi)\right].$$

$tg\vartheta$

Обозначим $tg\beta = \omega RC$ и перейдём к относительным величинам $\bar{i} = \frac{i}{\frac{\mathcal{E}_m}{R}}$ ; $\bar{U} = \frac{U}{\mathcal{E}_m}$ .

Выражения для токов и напряжений принимают вид:

Если: $Ctg\varphi = \omega RC = g$,

$\beta = \frac{\pi}{2} - \varphi$, то:

$$\bar{i}_o^{I} = \sin(\vartheta + \psi). \qquad (1)$$

$\bar{i}_o = \sin(\vartheta+\psi)$,

$$\bar{i}_c^{I} = \cos(\vartheta + \psi)\cdot tg\beta. \qquad (2)$$

$\bar{i}_c = Ctg\varphi \cos(\vartheta+\psi)$,

(3 5)

$\psi + \varphi = \pi - \lambda$.

(3 3)

$\bar{i}_в = \frac{1}{\cos\beta} \sin(\lambda - \vartheta)$

$$\bar{i}_в^{I} = \frac{1}{\cos\beta} \sin(\vartheta + \psi + \beta). \qquad (3)$$

$\bar{i}_B = \frac{1}{\sin\varphi}\cos(\vartheta+\psi-\varphi) =$

$\bar{i}_B = \frac{1}{\sin\varphi}\sin(\lambda-\vartheta)$,

$\bar{U}_c = \sin(\vartheta+\psi)$.

$$\bar{U}_o^{I} = \bar{i}_o^{I} = \bar{U}_c^{I} = \sin(\vartheta + \psi). \qquad (4)$$

Интервал II $\left(\lambda_в \le \vartheta \le \frac{2\pi}{m}\right)$

В данном интервале вентили закрыты, конденсатор $C$ разряжается на нагрузку $R$:

$$i_o^{II} = - i_c^{II},$$

$i_c = -\frac{U_c(\lambda)}{R} e^{-(\vartheta-\lambda)tg\varphi}$

где $i_c^{II} = -\frac{U_c^{I}(\lambda_в)}{R} e^{-(\vartheta-\lambda_в)Ctg\beta}$ – известное выражение для тока ёмкости при разряде на активное сопротивление.

**Таким образом,**

$tg\varphi$ $tg\varphi$

$$i_o^{II} = \frac{U_c^{I}(\lambda_в)}{R} e^{-(\vartheta-\lambda_в)Ctg\beta}; \quad U_o^{II} = U_c^{II} = i_o^{II}\cdot R = U_c^{I}(\lambda_в)\, e^{-(\vartheta-\lambda_в)Ctg\beta}$$

Величина начального (т.е. перед разрядом) напряжения конденсатора $U_c^{I}(\lambda_B)$ определяется из (4) при $\vartheta = \lambda$:

что даёт $\quad U_c^{II}(\lambda_B) = \mathcal{E}_m \sin(\underset{\beta}{\lambda} + \psi) \;=\; \sin\beta = \cos\varphi$.

Введя относительные величины $\quad \bar{i}_o^{II} = \dfrac{i_o^{II}}{\dfrac{\mathcal{E}_m}{R}} \quad$ и $\quad \bar{U}_o^{II} = \dfrac{U_o^{II}}{\mathcal{E}_m}$ ,

получаем в относительных единицах:

$$\bar{i}_o^{II} = \bar{U}_o^{II} = \sin(\lambda_B + \psi)\, e^{-(\vartheta - \lambda_B)\overset{tg\varphi}{Ctg\beta}} . \qquad (4)$$

Найдём зависимости, позволяющие определить $\psi$ и $\lambda_B$ :

Из условия $\quad i_o^{I}(0) = i_o^{II}\left(\frac{2\pi}{m}\right) \quad$ получаем:

$$tg\,\psi = \frac{\sin\lambda_B \cdot e^{-\left(\frac{2\pi}{m} - \lambda_B\right)\overset{tg\varphi}{Ctg\beta}}}{1 - \cos\lambda_B \cdot e^{-\left(\frac{2\pi}{m} - \lambda_B\right)\underset{tg\varphi}{Ctg\beta}}} \qquad (4)'$$

Из условия $\quad i_B^{I}(\lambda_B) = 0 \quad$ находим

$$-ctg\varphi = tg\left(\varphi + \frac{\pi}{2}\right)$$

$$tg(\lambda_B + \underset{\pi/2 + \varphi}{\psi}) = -\,tg\beta, \qquad \pi/2 - \lambda + \varphi$$

откуда $\lambda_B + \psi = \pi - \beta$ или $\psi = \pi - (\beta + \lambda_B)$. $\qquad (5)$

$\lambda_B$ зависит от $m$ (или $\psi$).

Подставив $\psi$ из (5) в (4)', окончательно имеем (6):

Проще: $\boxed{\sin(\lambda + \beta) = \sin\beta\, e^{-(2\theta - \lambda)Ctg\beta}}$ или $\cos(\lambda - \varphi) = \cos\varphi\, e^{-(2\theta - \lambda)tg\varphi}$, $\theta = \frac{\pi}{m}$. $\quad$ 6')(6'')

$$tg(\lambda_B + \beta) = \frac{\sin\lambda_B \cdot e^{-\left(\frac{2\pi}{m} - \lambda_B\right)Ctg\beta}}{\cos\lambda_B \cdot e^{-\left(\frac{2\pi}{m} - \lambda_B\right)Ctg\beta} - 1} . \qquad (6)$$

$$\frac{\sin\beta}{\cancel{\sin\lambda}\,\sin(\lambda+\beta)} = \frac{1}{\cancel{\sin\lambda}}\, e^{\left(\frac{2\pi}{m} - \lambda\right)Ctg\beta}$$

$$Ctg(\lambda_B + \beta) = Ctg\lambda_B - \frac{1}{\sin\lambda_B}\, e^{\left(\frac{2\pi}{m} - \lambda_B\right)Ctg\beta}; \qquad \left(\frac{2\pi}{m} - \lambda\right)Ctg\beta = \ln\frac{\sin\beta}{\sin(\lambda+\beta)}$$

отсюда $tg\beta_{гр}$, когда $\theta_\beta = 0$, $\lambda = \pi/2$, получаем $2\frac{\pi}{m} - \frac{\pi}{2} - tg\beta \ln tg\beta = 0$ $\quad \left(\frac{4-m}{2m}\pi - tg\beta_{гр} \ln tg\beta_{гр} = 0\right)$ $\quad \underline{\lambda = 2\theta - tg\beta \ln\frac{\sin\beta}{\sin(\beta+\lambda)}}$ $\quad$ (6''')(6'''')

Зависимости (5) и (6) позволяют определить $\lambda_в$ и $\psi$, как функции параметра $\beta$ (т.е. как функции параметров схемы, ибо $\beta = arctg\,\omega RC$ ).

Определим характерные точки зависимостей $\bar{i}_c^I$; $\bar{i}_o^I$; $\bar{i}_в^I$.

<u>Ток</u> <u>$\bar{i}_c^I$</u>: максимума не имеет, ибо:

$$\left.\frac{d\,\bar{i}_c^I}{d\vartheta}\right|_{\vartheta=\theta_{cm}} = -tg\beta\cdot\sin(\theta_{cm}+\psi) < 0,$$

где $\theta_{cm}$ – момент максимума $\bar{i}_c^I$.

Наибольшее значение тока $\bar{i}_c^I$ будет при $\vartheta = 0$ ( $\theta_{cm} = 0$)
(момент $\vartheta = \lambda_в$ не рассматривается):

$\bar{i}^I_{c\,max} = tg\beta\cdot\overset{ctg\varphi\cdot\cos\psi}{\cos\psi}$. Или после подстановки $\psi$ из (5):

$$\bar{i}^I_{c\,max} = -tg\beta\cdot\cos(\lambda_в+\beta) \;\overset{x)}{=}\; tg\beta\cos\psi = ctg\varphi\cos\psi = g\cos\psi. \quad (7)$$

В момент $\vartheta = \theta_{om}$ ток $i_c = C\dfrac{dU_c}{dt} = \omega C\dfrac{de}{d\vartheta} = C\left.\dfrac{d(\mathcal{E}_m\sin(\vartheta+\psi))}{d\vartheta}\right|_{\vartheta=\theta_c} = 0,$

$= C\mathcal{E}_m\cos(\underbrace{\theta_c+\psi}_{\pi/2}) = C\mathcal{E}_m\underbrace{\cos\frac{\pi}{2}}_{0} = 0.$

где: $\theta_{om}$ – момент максимума тока $\bar{i}_o^I$.

<u>Ток</u> <u>$\bar{i}_o^I$</u>:
Имеет максимум в момент $\vartheta = \theta_{om}$

$$\left.\frac{d\,\bar{i}_o^I}{d\vartheta}\right|_{\vartheta=\theta_{om}} = \cos(\theta_{om}+\psi) = 0, \text{ т.е. } \theta_{om}+\psi = \frac{\pi}{2}, \text{ откуда } \theta_{om} = \frac{\pi}{2} - \psi;$$

$\theta_c = \lambda - \varphi$.

(где $e_1$ при $\pi/2$ имеет)

что следует и непосредственно из рис. 2, максимум.

Подставив $\psi$ из (5), получаем

$$\theta_{om} = \lambda_в + \beta - \frac{\pi}{2} = \lambda - \varphi. \quad (8)$$

---

x) т.к. $\frac{\pi}{2} < \lambda_в + \beta < \pi$ всегда, то $\cos(\lambda_в+\beta) < 0$ и $\bar{i}^I_{c\,max} > 0$.

$$i_B = \frac{1}{\sin\varphi} \sin \Lambda - \vartheta .$$

Ток вентиля $\bar{i}_B^I = \frac{1}{\cos\beta} \sin(\lambda - \vartheta)$. (8')

В момент $\Theta_{Bm}$ должен иметь максимум

$$i_B' = -\frac{1}{\sin\varphi} \cos(\Lambda - \vartheta)\Big|_{\Theta_B} = -\frac{1}{\sin\varphi} \cos(\Lambda - \Theta_B) = 0.$$

$$\Lambda - \Theta_B = \frac{\pi}{2},$$

$$\left.\frac{d\bar{i}_B^I}{d\vartheta}\right|_{\vartheta=\Theta_{Bm}} = \cos(\Theta_{Bm} + \psi) - tg\beta \cdot \sin(\Theta_{Bm} + \psi) = 0,$$

откуда $ctg(\Theta_{Bm} + \psi) = tg\beta$,

т.е. $\Theta_{Bm} + \psi = \frac{\pi}{2} - \beta$. Или после подстановки $\psi$ из (5):

$$\Theta_{Bm} = \lambda_B - \frac{\pi}{2} \qquad (9)$$

Как и следовало ожидать, $\Theta_{Bm} < \Theta_{om}$. $\left( \Theta_{Bm} = \frac{\pi}{2} - \psi - \beta = \Theta_{om} - \beta \right)$ $\Theta_{Bm} = \Lambda_B - \frac{\pi}{2} = \Lambda_B - \frac{\pi}{2} + \psi + \beta - \beta = \Theta_{om} - \beta$.

Из (9) следует, что максимум тока вентиля существует при $\lambda_B \geq \frac{\pi}{2}$.

В точке $\vartheta = 0$ ток $\bar{i}_B^I(0) = \frac{1}{\cos\beta} \sin(\psi + \beta)$. Или после подстановки $\psi$ из (5):

$$\bar{i}_B^I(0) = \frac{1}{\cos\beta} \cdot \sin\lambda_B = \frac{1}{\sin\varphi} \sin\Lambda \qquad (10)$$

В момент $\vartheta = \lambda_B$ ток $\bar{i}_B^I(\lambda_B) = 0$.

Начальный (при $\vartheta = 0$) бросок зарядного x) тока ёмкости в этом случае всегда больше тока нагрузки $\bar{i}_o^I(0)$.

Далее, поскольку длительность горения вентиля ни при каких соотношениях $R$ и $C$ схемы не может превышать $\lambda_{B\,kp} = \frac{2\pi}{m}$, то, подставив $\lambda_{B\,kp}$ в (9), получаем критическое значение момента максимума тока вентиля

$\Theta_{Bm\,kp} = \frac{\pi(4-m)}{2m}$. Откуда следует, что при $m > 3$ $\Theta_{Bm\,kp} < 0$, т.е.

---

x) зарядным назван положительный ток ёмкости (рис. 2)

xx) Продолжение данного текста см. на стр.17 /10 /.

**Вставки.**

***О граничном режиме.*** / К стр./10/, после формулы (10).

**Для** $m = 1$, $m = 2$, $m = 3$ **существует *граничное* значение** $\lambda_{в\,гр}$, когда $\Theta_{в\,m} = 0$: $\lambda_{в\,гр} = \pi/2$. Из (**6**) определяем $\beta_{гр}$. Из (**5**): $\psi_{гр} = \pi/2 - \beta_{гр}$. При $tg\beta > tg\beta_{гр}$, значение $(\beta > \beta_{гр}) \to \lambda < \lambda_{гр}$. Следовательно, **экстремума** импульса тока $i_в$ **нет.**

**На обороте** (pto) стр.**9** **отчёта 1967** по ***SmR//C***. **К стр./10/ после “*Граничный режим*”.**

## Кратко об энергии.

### Физика.

С ростом ёмкости С конденсатора увеличивается энергия зарядного импульса. Иначе, импульса тока вентиля, обмоток трансформатора и сети. Это ясно из очевидных физических соображений. Действительно, с увеличением (↑) С при прочих равных условиях возрастает (↑) интервал свободного разряда конденсатора. Постоянная времени цепи разряда увеличивается. Экспонента разряда на графике, начинаясь выше по напряжению *u* и раньше по времени t (или $\vartheta = \omega t$), идёт положе (см. рис.18), что приводит к увеличению напряжения на нагрузке и росту её тока при неизменном значении сопротивления R. Следовательно, при ↑ С конденсатор должен питать нагрузку не только более длительное время, но и обеспечить бóльший её ток и бóльшее напряжение на ней. Иначе говоря, обеспечить *бó*льшую мощность за более длительное время. То есть ***бó*льшую энергию**.

Согласно закону баланса энергии, конденсатор, как пассивный источник энергии, может, в установившемся режиме, отдать лишь столько энергии в нагрузку за время свободного разряда (за время паузы), сколько он приобретёт её во время заряда (во время импульса) за вычетом энергии, отданной нагрузке в интервале вынужденного разряда (об интервалах см. стр.4). При условии, что увеличение ёмкости С уменьшает длительность импульса зарядного тока, рост энергии возможен при увеличении **амплитуды** этого импульса.

### Математика.

О росте энергии можно судить по росту площади импульса тока вентиля $i_в$.

$$S_{i_в} = \int i_в d\vartheta \,|\forall\vartheta \in [0, \lambda] = [(-)(-)\cos(\lambda - \vartheta)/\cos\beta]\,|\forall\vartheta \in [0, \lambda] = (1 - \cos\lambda)/\cos\beta.$$

Например, для $m = 2$.

При $\lambda_{max} = \pi$: $\beta = 0$, $\cos\beta = 1$, $S_i = 1 - \cos\pi = 2$.

При $\lambda \to 0$: $\beta = \pi/2$, $\cos\beta \to 0$, $S_i = 0/0$. **Неопределённость.**

$\lambda = f(\beta)$. $\beta \to \pi/2$ быстрее, чем $\lambda \to 0$. $1/\cos\beta \to$ к $\infty$ быстрее, чем $(1 - \cos\lambda)$ к $0$.

Для иллюстрации при $m = 2$: приближённый (на логарифмической линейке) расчёт для небольшого диапазона значений $tg\beta = \omega RC = 0 \div 50$.

| | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|
| $tg\beta$ | 0 | 2,4 | 4 | 10 | 20 | 50 |
| $S_i$ | 2 | 2,6 | 2,7 | 2,9 | 3 | 3,2. |

Площадь увеличилась примерно в полтора раза.

21.8.67 SmRIIC (P.S.) к стр. 10 Отчёта67

## Граничный режим, когда $\Lambda = \frac{\pi}{2}$; $\theta_B = 0$,

Из (6): $\cos(\Lambda - \varphi) = \cos\varphi \, e^{-(2\theta-\Lambda)\operatorname{tg}\varphi} \Big|_{\Lambda = \pi/2}$ имеем:

$$\cos\left(\frac{\pi}{2} - \varphi\right) = \cos\varphi \, e^{-\left(2\frac{\pi}{m} - \frac{\pi}{2}\right)\operatorname{tg}\varphi}$$

$$\sin\varphi = \cos\varphi \, e^{-\,\text{"}-}$$

$$\operatorname{tg}\varphi_{гр} = e^{-\pi\left(\frac{4-m}{2m}\right)\operatorname{tg}\varphi_{гр}}$$

$$\psi_{гр} = \cancel{\frac{\pi}{2}} - \cancel{\frac{\pi}{2}} + \varphi_{гр}; \quad \psi_{гр} = \varphi_{гр}$$

$$\psi_{гр} = \frac{\pi}{2} - \beta_{гр}$$

$$2\theta - \frac{\pi}{2} - \operatorname{tg}\beta_{гр} \ln \operatorname{tg}\beta_{гр} = 0.$$

$$\boxed{\frac{4-m}{2m}\pi - \underset{g_{гр}}{\operatorname{tg}\beta_{гр}} \ln \underset{g_{гр}}{\operatorname{tg}\beta_{гр}} = 0}$$

$$\boxed{\frac{4-m}{2m}\pi - \underset{g_{гр}}{\operatorname{ctg}\varphi_{гр}} \ln \underset{g_{гр}}{\operatorname{ctg}\varphi_{гр}} = 0}$$

Гранич. режим возм. при $m \le 4$

т.е. уже при $m = 4$, граничный режим сущ-т! точно тогда, когда и критич-й!

Т.к.: $\ln \operatorname{tg}\beta_{гр} = 0$, т.е. $\operatorname{tg}\beta_{гр} = 1$, то

$\beta_{гр}^{(4)} = 45^\circ = \theta$,

а $\beta_{кр(0)}^{(4)} = \theta = \pi/4 = 45^\circ$.

о.к!

при $m > 3$: $\theta_B < 0$ всегда

т.е. $\theta_B = 0$

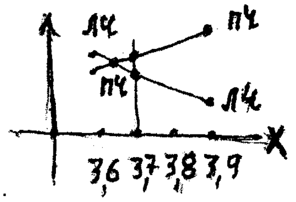
$$\theta_{B\,кр} = \frac{\pi(4-m)}{2m}$$

$$m=3: \quad \theta_{B\,кр}^{(3)} = \frac{\pi}{6}$$

$m=1$ $\quad \frac{1}{2}\pi = x \ln x$ $\quad x_1^{(1)} = g_{гр}^{(1)} \approx 3{,}65$

$$\frac{4{,}712388}{x} = \ln x$$

| X | 3.6 | 3.9 | 3,7 | |
|---|---|---|---|---|
| ЛЧ | 1,31 | 1,21 | 1,272 | |
| ПЧ | 1,28 | 1,36 | 1,308 | 1,308 |



## Обратное напряжение на вентиле

Обратное напряжение на вентиле $u_{обр}$ определяется как напряжение между катодом и анодом вентиля в непроводящем его состоянии. В общем случае находится как алгебраическая разность выходного (выпрямленного) напряжения $u_o = u_C$ и ЭДС фазы трансформатора.

Весьма наглядно форма обратного напряжения отображается ординатами заштрихованной части графика Рис.2' ($u_{обр}$ для вентиля 1). Кривая $u_{обр}$ относительно катода вентиля построена на рис.  по ординатам Рис.2' (заштриховано вертикальными линиями). Аналогично получаем $u_{обр}$ для любой схемы $m$-фазного выпрямления. В интервалах самостоятельного разряда конденсатора (интервалы II', II" и т.д.) обратное напряжение равно: $u_{обр} = u_o - e_k$, где $e_k$ – ЭДС соответствующей фазы (см.Рис.).

В остальных интервалах (когда открыты вентили, кроме рассматриваемого):

$$u_{обр} = e_k - e_1.$$

Для выбора вентиля важно знать амплитуду обратного напряжения. Учитывая, что в режиме холостого хода (XX, R → ∞) конденсатор заряжается до величины $\mathcal{E}_m$, и что режим XX возможен в любой схеме, следует выбирать вентили по максимальному значению обратного напряжения $u_{обр\ max}$.

Для схемы Ларионова $u_{обр} = \sqrt{3}$ – при соединении вторичных обмоток трансформатора звездой и $u_{обр} = 1$ – при соединении вторичных обмоток треугольником.

точки максимума тока $\bar{i}_в^I$ нет. Для $m=3$ $\Theta_{вm кр}=\frac{\pi}{6}$

Поскольку при $C\neq 0$ [1] всегда $\lambda_в \leq \lambda_{в кр}=\frac{2\pi}{m}$, то при $m>3$ момента максимума $\bar{i}_в^I$ нет. В этом случае наибольшее значение тока вентиля будет при $\vartheta=0$ и определяется выражением (10)

Итак: для определения максимального тока вентиля схем выпрямления с $m=1$ и $m=2$, $m=3$ при $\lambda_в \geq \frac{\pi}{2}$ следует пользоваться зависимостью (3), которая после подстановки $\psi$ из (5) и $\Theta_{вm}$ из (9), принимает вид (при $\omega RC<(\omega RC)_{гр}$):

$$\bar{i}_{в max}=\frac{1}{\cos\beta}=\frac{1}{\sin\varphi}. \qquad (10^a)$$

При определении $\dot{i}_{в max}$ схем выпрямления с $m>3$ (в этом случае) и схем с $m=1$, $m=2$, $m=3$ при $\lambda_в<\frac{\pi}{2}$ следует использовать зависимость (10):

$$\bar{i}_{в max}=\frac{1}{\cos\beta}\cdot\sin\lambda_в. \qquad (10)$$

Определим далее все остальные величины, необходимые для расчёта схемы и выбора её параметров: $I_о$; $I_в$; $\Delta U$; $U_{обр.max}$.

МАКСИМАЛЬНОЕ ОБРАТНОЕ НАПРЯЖЕНИЕ $U_{обр.max}$.

Для $m=1$, $m=2$, $m=6$, $m=12$ /схемы с нулевым выводом/ $U_{обр.max}=2\mathcal{E}_m$. Для $m=3$ $U_{обр.max}=\sqrt{3}\,\mathcal{E}_m$. Для $m=6$ /мостовая схема Ларионова/ $U_{обр.max}=\mathcal{E}_{m.л}$, где $\mathcal{E}_{mл}$ – амплитуда линейного напряжения на входе моста. Для однофазной мостовой схемы максимальное значение обратного напряжения равно амплитудному значению э.д.с. $e$, т.е. $U_{обр.max}=\mathcal{E}_m$.

Среднее значение выпрямленного тока $I_о$ и напряжения $U_о$

Определяется как

$$I_о=\frac{m}{2\pi}\left[\int_0^{\lambda_в} i_в^I\,d\vartheta+\int_{\lambda_в}^{\frac{2\pi}{m}} i_в^{II}\,d\vartheta\right].$$

После подстановки $i_в^I$; $i_в^{II}$ из (3) и (4), интегрирования и преобразований получаем в относительных единицах:

1) Далее (при $C>C_{кр}$) будет показано точнее.

к стр. 11 перед заголовком "Эфф-е значения":
при $\beta \le \beta_{кр}$, ($C \le C_{кр}$) значение $I_0 = U_0$ не зависит от $\omega RC$
и равно как при $C = 0$.
Действ-но, из (23) стр. 17

$$\beta_{кр} = \frac{\pi}{2} - \Theta; \quad \lambda_{кр} = \Theta.$$

подставляя в ($11^a$), получаем:

$$I_{0(R)кр} = \frac{\sin^2\Theta}{\Theta \cos(\frac{\pi}{2} - \Theta)} = \frac{\sin^2\Theta}{\Theta \sin\Theta} = \frac{\sin\Theta}{\Theta}, \text{ о, кэй!}$$

$$\bar{I}_0 = \frac{m}{2\pi}\frac{1}{\cos\beta}\left[\cos(\psi+\beta) - \cos(\lambda_в + \psi + \beta)\right] = \bar{U}_0 \quad (11)$$

где: $\bar{I}_0 = \frac{I_0}{\frac{\mathcal{E}_m}{R}}$; $\bar{U}_0 = \frac{U_0}{\mathcal{E}_m}$.

Из (5) стр. 7 $\sin\left(\frac{\pi}{m} + \frac{\lambda}{2}\right) = \sin\frac{\lambda}{2}$; $I_{0(R)} = U_0 = \frac{\sin^2\lambda}{\Theta\cos\beta}$; в докрит. режиме

Иначе (11) можно записать как: $\pi - \lambda$ из (5) стр. 7 $\sin(\pi - \frac{\lambda}{2})$

$$\bar{I}_0 = \bar{U}_0 = \frac{\pi}{m}\frac{1}{\cos\beta}\cdot\sin\frac{\lambda_в}{2}\cdot\sin\left(\frac{\lambda_в}{2} + \beta + \psi\right) \quad (11^a)$$

если вместо $tg\beta = \omega RC$ использовать $ctg\varphi = \omega RC$, т.е. $tg\varphi = \frac{X}{R}$, то подставляя вместо $\beta = \frac{\pi}{2} - \varphi$, получим:

$$\left(I_{0(R)} = \frac{\sin^2\lambda}{\Theta \sin\varphi}\right) \quad (11^б)$$

При $\beta = 0$ (т.е. C=0 – случай чисто активной нагрузки)
– имеем: $\lambda_в = \frac{2\pi}{m}$; $\psi = \frac{\pi(m-2)}{2m} = \frac{\pi}{2} - \Theta$,
и из ($11^a$) получаем известную формулу

$$\bar{I}_0 = \bar{U}_0 = \frac{m}{\pi}\sin\frac{\pi}{m}; \quad (\text{для } m \ge 2).$$

Очевидно, что среднее значение тока вентиля равно среднему значению выпрямленного тока $I_0/m$, поскольку среднее значение тока конденсатора за период равно 0.

Эффективные значения тока вентиля $I_в$ и тока фазы вторичной обмотки трансформатора $I_ф$

Эффективное значение тока вентиля

$$I_в = \sqrt{\frac{1}{2\pi}\int_0^{\lambda_в}(i_в^I)^2 d\vartheta}.$$

После подстановки $i_в^I$ из (3), интегрирования и преобразований получаем в относительных единицах:

$$\bar{I}_в = \frac{1}{2\sqrt{2\pi}}\cdot\frac{1}{\cos\beta}\cdot\sqrt{2\lambda_в - \sin 2\lambda_в}, \quad (12)$$

где: $\bar{I}_в = \frac{I_в}{\frac{\mathcal{E}_m}{R}}$; $\lambda_в$ определяется из (6).

Выражение (12) справедливо для $m$ – фазных схем выпрямления с нулевой точкой и однофазной мостовой схемы Греца. Для трёхфазной мостовой схемы Ларионова эффективное значение тока вентиля будет:

$\bar{I}_в' = \sqrt{2}\, I_в$ ....(13) (где: $\bar{I}_в$ опр-ся по (12) для $m = 6$),

**поскольку время открытого состояния каждого вентиля схемы Ларионова вдвое больше, чем в 6-фазной схеме с нулевым выводом.**

Ток фазы трансформатора $m$ - фазной схемы с нулевым выводом

$$\bar{J}_{\varphi} = \bar{J}_{в} . \qquad (14)$$

Ток фазы трансформатора однофазной мостовой схемы Греца

$$\bar{J}'_{\varphi} = \sqrt{2}\, \bar{J}_{в} , \quad (15)$$

где: $\bar{J}_{в}$ определяется по (12) для $m = 2$.

Ток фазы трансформатора (точнее - ток в линейном проводе) мостовой трёхфазной схемы Ларионова (рис. 3)

$$\bar{J}'_{\varphi} = \sqrt{2}\, \bar{J}'_{в} \qquad (16) \quad \text{или} \quad \bar{J}'_{\varphi} = 2\, \bar{J}_{в} ,$$

где: $\bar{J}'_{в}$ определяется по (13).

Пульсация выпрямленного напряжения $\Delta U$

$\Delta U = U_{o\,max} - U_{o\,min}$ (см. рис. 2).

$$U_{o\,max} = \dot{i}^{\,I}_{o\,max} \cdot R ; \quad U_{o\,min} = \dot{i}^{\,II}_{o\,min} \cdot R = \dot{i}^{\,II}_{o}\left(\frac{2\pi}{m}\right) \cdot R .$$

$$\dot{i}^{\,I}_{o\,max} = \dot{i}^{\,I}_{o}(\Theta_{om}) = \dot{i}^{\,I}_{o}\left(\frac{\pi}{2} - \psi\right) = \frac{\mathcal{E}_m}{R} \sin\left(\frac{\pi}{2} + \psi - \psi\right) = \frac{\mathcal{E}_m}{R} .$$

$$U_{o\,max} = \dot{i}^{\,I}_{o\,max} \cdot R = \mathcal{E}_m .$$

В относительных единицах.

$$\bar{U}_{o\,max} = \frac{U_{o\,max}}{\mathcal{E}_m} = 1 .$$

Подставив $\psi$ из (5), получаем в относительных единицах:

$$\overline{U}_{o\,min} = \sin\beta \cdot e^{-\left(\frac{2\pi}{m} - \lambda_в\right)Ctg\beta},$$

где: $$\overline{U}_{o\,min} = \frac{U_{o\,min}}{\mathcal{E}_m}.$$

Подставив $e^{-\left(\frac{2\pi}{m} - \lambda_в\right)Ctg\beta}$ из (6), после преобразований получаем:

$$\overline{U}_{o\,min} = \sin(\lambda_в + \beta) \quad (17) \quad = \sin\varphi.$$

И, наконец,:

$$\Delta\overline{U} = 1 - \sin(\lambda_в + \beta). \qquad (18)$$

На практике обычно задают пульсацию выпрямленного напряжения в отношении к среднему значению выпрямленного напряжения, т.е.

$$\Delta U' = \frac{\Delta U}{U_o} = \frac{\Delta\overline{U}}{\overline{U}_в}.$$

Подставив $\Delta\overline{U}$ и $\overline{U}_o$ из (18) и (11), получаем

$$\Delta\overline{U}_1 = \frac{1 - \sin(\lambda_в + \beta)}{\frac{m}{\pi}\cdot\frac{1}{\cos\beta}\cdot\sin^2\frac{\lambda_в}{2}}. \qquad (19)$$

При $\beta \to \frac{\pi}{2}$, т.к. при больших $\omega RC$, $K_п \approx 2\theta\, tg\beta = \frac{2\theta}{\omega RC} = \frac{2\pi}{m\cdot 2\pi f RC} = \frac{T}{mRC}$.

В дальнейшем будем использовать выражение (19)

## Мощность, потерь в вентиле [x)]

Вольтамперная характеристика (вах ) полупроводникового вентиля представлена на рис. 4.

С достаточной для практики точностью, апроксимируя

---

x) В настоящее время в схемах выпрямления в подавляющем большинстве случаев применяются полупроводниковые вентили, поэтому определение мощности, выделяющейся в вентиле, даётся применительно к полупроводниковым вентилям.

прямую ветвь характеристики отрезками прямых $\overline{OA}$ и $\overline{OB}$ получаем

$$U_в = U_{пр} + R_в \cdot i_в ,$$

где сопротивление $R_в = Ctg\alpha = \dfrac{\Delta U_в}{\Delta i_в}$ .

Тогда мощность потерь от прямого тока вентиля будет

$$P_{пр} = \frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi} U_в \cdot i_в \, d\vartheta = \frac{1}{2\pi}\int_0^{\lambda_в} (U_{пр} + R_в \cdot i_в) \cdot i_в \, d\vartheta .$$

Но

$$U_{пр} \cdot \frac{1}{2\pi}\int_0^{\lambda_в} i_в \, d\vartheta = U_{пр} \cdot \bar{I}_в ,$$

где среднее значение тока вентиля $\bar{I}_в = \dfrac{\bar{I}_0}{m}$ .

$$R_в \cdot \frac{1}{2\pi}\int_0^{\lambda_в} i_в^2 \, d\vartheta = R_в \cdot J_в^2$$

Эффективное значение тока вентиля $J_в$ было определено выражения (12), (13). (полагаем что вах вентиля на форму тока по сравнению с $R$ и $C$ влияет незначительно, и этим влиянием можно пренебречь).

Таким образом,

$$P_{пр} = U_{пр} \frac{\bar{I}_0}{m} + R_в J_в^2 . \qquad (20)$$

В непроводящую часть периода вентиль находится под воздействием обратного напряжения.

Потери мощности в этом случае будут:

$$P_{обр} = \frac{1}{2\pi}\int_{\lambda_в}^{2\pi} U_{обр} \cdot i_{в\,обр} \, d\vartheta .$$

Обозначив "пороговый" ток $I_1$ (см. рис. 4 ), имеем :

$$i_в = I_1 + \frac{1}{R_1} U_{в.обр},$$

где : $R_1 = \frac{\Delta U_{в1}}{\Delta i_{в1}}$ ; $U_{в.обр}$ - мгновенное значение обратного напряжения.

В итоге получаем

$$P_{обр} = I_1 \cdot U_{обр.ср} + \frac{1}{R_1} \cdot U^2_{обр.эф}, \qquad (21)$$

где : $U_{обр.ср}$ - среднее значение обратного напряжения

$$U_{обр.ср} = \frac{1}{2\pi} \int_{\lambda_в}^{2\pi} U_{в.обр}\, d\vartheta,$$

$U_{обр.эф}$ - эффективное значение обратного напряжения

$$U^2_{обр.эф.} = \frac{1}{2\pi} \int_{\lambda_в}^{2\pi} U^2_{в.обр}\, d\vartheta.$$

Общие потери в вентиле

$$P_в = P_{пр} + P_{обр}. \qquad (22)$$

Полученные выше зависимости позволяют полностью рассчитывать схему $m$ - фазного выпрямления и выбрать её элементы.

Перейдем к рассмотрению особенностей работы схемы $m$ - фазного выпрямления (рис. I).

Все полученные выше зависимости справедливы для $m$ - фазных схем выпрямления при выполнении определённых условий. Для $m$ =I и $m$ =2 никаких ограничений по применению полученных зависимостей нет. Иначе обстоит дело при $m \geq 3$

(т.е. для многофазных схем выпрямления). Все полученные ранее зависимости справедливы (для $m \geq 3$) лишь при условии, что длительность горения вентилей $\lambda_в$ не превышает величины $\frac{2\pi}{m}$. Величина $\lambda_в$, определяемая согласно (6), зависит от величины $\beta$, т.е. от $\omega RC$. $(tg\beta = \omega RC$-(I4)$)$.

При заданных $\omega$ и $R$ значение $\beta$ (а, следовательно, и $\lambda_в$) определяется величиной ёмкости С.
Совершенно очевидно, что чем больше величина ёмкости, тем меньше колебания напряжения на ней (и, естественно, на нагрузке $R$) и тем меньше длительность горения вентиля $\lambda_в$. По мере уменьшения ёмкости величина $\lambda_в$ растёт и при некотором критическом значении ёмкости $C = C_{кр}$ длительность горения вентиля $\lambda_в$ достигает критической величины $\lambda_{в.кр} = \frac{2\pi}{m}$

(равной длительности горения вентиля при чисто активной нагрузке, т.е. при С=0). При дальнейшем уменьшении ёмкости $\lambda_в$ увеличиться физически не может, поскольку момент открытия вентиля будет определяться только точкой пересечения ЭДС фаз трансформатора – т. А рис. 2 (аналогично известному случаю работы выпрямителя на чисто активную нагрузку). В этом случае ёмкость С и нагрузка $R$ работают независимо.
Назовём режим при $C > C_{кр}$ <u>докритическим</u>, режим при $C = C_{кр}$ – <u>критическим</u> и режим при $C < C_{кр}$ – <u>закритическим</u>. Очевидно, что закритический режим недопустим, ибо ёмкость, устанавливаемая для сглаживания кривой выпрямленного напряжения, никакого полезного действия не оказывает. Наоборот, сказывается её вредное воздействие, выражающееся в бесцельном искажении тока вентиля (и трансформатора) зарядным током ёмкости, что ведёт к дополнительным потерям мощности. Для закритического режима справедливы уравнения (I)÷(4), куда следует лишь подставить

$$\psi = \psi_{кр} = \frac{\pi(m-2)}{2m}.$$

Качественные графики напряжений и токов закритического режима приведены на рис. 5.

Качественные графики напряжений и токов для критического режима приведены на рис. 6 (для примера взята мостовая 3-х фазная схема Ларионова).

Критическое значение ёмкости найдем из следующих соображений:

В критическом режиме $\lambda_{в.ср} = \frac{2\pi}{m}$ ; $\psi_{кр} = \frac{\pi(m-2)}{2m}$.

Подставив $\lambda_{в.кр}$ и $\psi_{кр}$ в (5), получаем

$$\beta_{кр} = \psi_{кр} ; \quad tg\,\beta_{кр} = tg\,\frac{\pi(m-2)}{2m} = Ctg\,\theta. \quad \left(\beta_{кр} = \psi_{кр} = \psi_{0} = \frac{\pi}{2} - \theta\right).$$

Но $tg\,\beta_{кр} = \omega R C_{кр}$ , откуда при $\omega$ и $R$ const:

$$\boxed{C_{кр} = \frac{1}{\omega R}\, tg\,\frac{\pi(m-2)}{2m}} \quad (23) \quad = \frac{Ctg\,\theta}{\omega R} = 1/\omega R\, tg\,\theta. \quad (23')$$

Из (23) следует:

1. Для заданных $m$ и $\omega$ зависимость $C_{кр} = f(R)$ представляет собой гиперболу с центром в начале координат и координатами вершины

$$C_в = R_в = +\sqrt{\frac{1}{\omega}\, tg\,\frac{\pi(m-2)}{2m}}\,.$$

2. Зависимость $C_{кр} = f(\omega)$ при заданных $R$ и $m$ также представляет собой гиперболу с координатами вершины

$$C_в = \omega_в = +\sqrt{\frac{1}{R}\, tg\,\frac{\pi(m-2)}{2m}}\,.$$

Зависимости $C_{кр} = f(R)$ и $C_{кр} = f(\omega)$ изображены на рис. 7.

3. Функция $C_{кр} = f(m)$ при заданных $R$ и $\omega$ изменяется по закону тангенса и близка к линейной зависимости. С увеличением $m$ значение $C_{кр}$ возрастает.

4. Для частот $f$=50 гц и $f$=400 гц выражение (23) может быть записано в удобной для практических расчетов форме :

$$C_{кр} = 3185\,\frac{1}{R}\,tg\frac{\pi(m-2)}{2m}\,;\ [мкф] \quad (f = 50\,гц)\qquad (24)$$

$$C_{кр} = 400\,\frac{1}{R}\,tg\frac{\pi(m-2)}{2m}\,;\ [мкф] \quad (f = 400\,гц)\qquad (25)$$

Итак: В схеме $m$ – фазного выпрямления при работе на параллельную цепь $RC$ при отсутствии внутреннего сопротивления питающего трансформатора возможны три режима:

I. Докритический режим – основной рабочий режим, имеющий место при $C > C_{кр}$ (для $m$ =I и $m$ =2 $C_{кр}$ =0), для которого справедливы все выведенные выше зависимости.

2. Критический режим, имеющий место при $C = C_{кр}$. Все выражения справедливы и для этого режима.

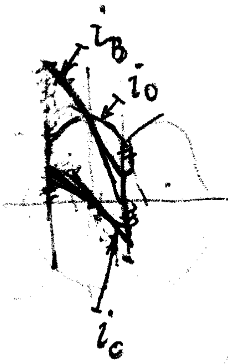
3. Закритический режим, имеющий место при $C < C_{кр}$. Выведенные выше зависимости для данного режима утрачивают силу. Режим практического интереса, с точки зрения выпрямительной техники, не представляет, ибо ёмкость становится просто излишней и ведёт к бесцельной перегрузке трансформатора и вентилей.

?

**P.S. Замечание. При C – const и R – var возможен режим, когда $\lambda = 2\pi/m$. В этом случае может быть введено аналогичное понятие – «*критической нагрузки*» $R_{кр}$. При $R > R_{кр}$ и $R < R_{кр}$ имеем *докритический* и *закритический режимы*, соответственно. Для $m = 1$ и $m = 2$ сопротивление $R_{кр} = 0$. Тем самым, режим *короткого замыкания* (КЗ) нагрузки соответствует *критическому* режиму в указанном смысле. $\lambda_{в\ кр} = 2\pi/m$.**

**Следует исследовать этот вариант изменения нагрузки и на основе полученных результатов построить *нагрузочную* или *внешнюю* характеристику.**

21.8.67 **Закритический режим** (РсН только при $m \geq 3$)! P.S. К стр. 18 Отчёта67




$$g \leq g_{кр} = ctg\,\theta. \quad \beta_{кр} = \pi/2 - \theta. \quad \beta \text{ старая}.$$

$$\Lambda = \Lambda_{кр} = 2\theta \qquad |\psi_{кр} = \beta_{кр}|$$

$$\psi = \pi - \beta_{кр} - \Lambda_{?} = \pi/2 - \theta = \psi_0.$$

$\beta$ старая) $i_c(\vartheta) = \cos(\vartheta + \frac{\pi}{2} - \theta)\cdot g = g\sin(\theta - \vartheta).$

$$i_B(\vartheta) = \frac{1}{\cos\beta}\sin(\vartheta + \frac{\pi}{2} - \theta + \beta) = \frac{1}{\cos\beta}\cos(\vartheta - \theta + \beta). \quad \frac{1}{\cos\beta} = Sc\beta$$

$$i_0(\vartheta) = \sin(\vartheta + \psi_0) = \sin(\vartheta + \frac{\pi}{2} - \theta) = \cos(\vartheta - \theta).$$

При $m \geq 3$

$$I_0 = \frac{\sin\theta}{\theta};$$

$$k_п = \frac{1 - \cos\theta}{\sin\theta/\theta} = \theta\frac{2\sin^2\theta/2}{2\sin\theta/2\cos\theta/2} = \theta\, tg\frac{\theta}{2};$$

Амплитуды: токов $i_0, i_B, i_C$: (с основанием $O_z \in R$)

$$i_{aB(R)} = Sc\beta = 1/\cos\beta.$$

$$i_{ac(R)} = g\cos(\frac{\pi}{2} - \theta) = g\sin\theta.$$

$$i_{a0(R)} = 1.$$

Т.к. граничный режим наступает позднее (при больших $g$), чем критич-й, то в докрит-м режиме экстр. токов нет. К тому же это относ-ся только к $m=3$.

$\beta$ новая) $\psi = \psi_0 = \pi/2 - \theta; \quad \Lambda = 2\theta;$

$$i_0 = \cos(\vartheta - \theta).$$

$$i_B = i_0 + i_C = \frac{1}{\sin\beta}\sin(\beta - \vartheta + \theta) = -\csc\beta\sin(\vartheta - \theta - \beta)$$

$$i_c = g i_0' = +g\sin(\theta - \vartheta), \quad g = ctg\beta$$

$$0 \leq \vartheta \leq 2\theta$$

$$\sin^2\beta\, 2\pi J_B^2 = \int_0^{2\theta}\sin^2(\vartheta - \theta - \beta) = \frac{1}{2}\left(\vartheta - \frac{1}{2}\sin 2(\vartheta - \theta - \beta)\right)\Big|_0^{2\theta} =$$

$$= \frac{1}{2}\left[2\theta - \frac{1}{2}\sin 2(\theta - \beta) - \frac{1}{2}\sin 2(\theta + \beta)\right] = \frac{1}{2}\left[2\theta - \sin 2\theta\cos 2\beta\right].$$

$$J_B = \frac{1}{2\sin\beta}\sqrt{(2\theta - \sin 2\theta\cos 2\beta)/\pi}$$

*Продолжение следует*