

ПОСТРОЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК АСИНХРОННОГО РЕЖИМА СИНХРОННЫХ КОМПЕНСАТОРОВ

НЕБОЛЮБОВ Ю. Е.

Доцент, кандидат технических наук

Необходимость исследования асинхронного режима возникла в связи с работой автора над схемой релейной защиты синхронных компенсаторов от выпадения из синхронизма. Для правильного выбора и настройки этой защиты следовало рассмотреть не только физическую картину асинхронного режима, но и вывести некоторые количественные зависимости. Получить количественные соотношения для асинхронного режима компенсаторов можно путем построения асинхронных характеристик, представляющих собою зависимости токов в роторе и статоре и других величин от скольжения.

Известно, что асинхронный режим, вызванный потерей возбуждения, может явиться следствием неправильного действия автомата гашения поля или, в редких случаях, следствием обрыва цепи возбуждения.

Асинхронный режим всякой синхронной машины протекает значительно сложнее, чем у асинхронной. Объясняется это некоторыми особенностями синхронных машин: несимметрией ротора, различным магнитным сопротивлением по продольной и поперечной осям, отсутствием обмотки возбуждения по поперечной оси.

Все современные методы исследования асинхронного режима синхронных машин (Парк, Давидсон, Ленвилль) базируются на замене действительной синхронной машины эквивалентной схемой многообмоточного трансформатора, на введении теории двух реакций и метода симметричных составляющих.

Значительную точность и наглядность в построении асинхронных характеристик дает метод, основанный на теории Парка, который вывел основные уравнения цепи возбуждения и моментов в операторном виде и в относительных единицах.

В уравнениях Парка впервые точно учтено взаимодействие статорной и роторной обмоток и роторных обмоток (возбуждения и демпферных) между собой.

Использование метода, основанного на теории Парка для построения асинхронных характеристик компенсатора, можно разделить на два основных этапа: во-первых, в общем виде для переходного режима выводятся операторные уравнения для токов в роторе и статоре [1]; во-вторых, эти общие уравнения преобразуются в соответствии с теми особенностями, которые вносит асинхронный режим. По этим выражениям и строятся асинхронные характеристики компенсатора.

Построение асинхронных характеристик синхронных машин по распространенному методу Ленвилля [4] занимает, по приблизительным подсчетам, в три-четыре раза больше времени и связано с весьма громоздкими вычислениями.

Указаний в литературе на возможность построения асинхронных характеристик— „ток—скольжение“ и „момент—скольжение“ методом, примененным в настоящей работе, автору встретить не удалось.

Обратимся к определению основных соотношений, лежащих в основе рассматриваемой методики.

Ток в обмотке возбуждения (общее операторное уравнение)

Напряжение, приложенное к обмотке возбуждения машины с демпферными контурами, согласно Парку, уравнивается при переходном режиме падением напряжения в цепях ротора

$$E_{fd} = I_{fd} r_{fd} + p x_{ffd} I_{fd} + p x_{f1d} I_{1d} - p x_{afd} i_d. \quad (1)$$

Для демпферной цепи, учитывая, что приложенное к ней внешнее напряжение равно нулю, имеем

$$0 = I_{1d} r_{1d} + p x_{1fd} I_{fd} + p x_{11d} I_{1d} - p x_{a1d} i_d. \quad (2)$$

В приведенных уравнениях приведены в долях единицы:

- I_{fd} — ток в обмотке возбуждения;
- I_{1d} — ток в демпферной обмотке;
- r_{fd} — активное сопротивление обмотки возбуждения по продольной оси;
- r_{1d} — активное сопротивление эквивалентной демпферной цепи по продольной оси;
- $x_{f1d} = x_{1fd}$ — реактивное сопротивление взаимоиндукции демпферной обмотки по продольной оси и обмотки возбуждения;
- x_{ffd} — полное реактивное сопротивление обмотки возбуждения по продольной оси;
- x_{11d} — полное реактивное сопротивление демпферной обмотки по продольной оси;
- x_{afd} — реактивное сопротивление взаимоиндукции статорной обмотки и обмотки возбуждения;
- x_{a1d} — реактивное сопротивление взаимоиндукции статорной обмотки и демпферной обмотки по продольной оси;
- $p = \frac{d}{dt}$ — оператор Хевисайда;
- i_d — продольная составляющая тока статора.

Совместное решение уравнений (1) и (2) дает значение токов в обмотке возбуждения и в демпферной обмотке

$$I_{fd} = \frac{(p x_{11d} + r_{1d}) E_{fd} + [p^2 (x_{11d} x_{afd} - x_{a1d} x_{f1d}) + p x_{afd} r_{1d}] i_d}{p^2 (x_{11d} x_{ffd} - x_{f1d}^2) + p (x_{11d} r_{fd} + x_{ffd} r_{1d}) + r_{1d} r_{fd}}; \quad (3)$$

$$I_{1d} = \frac{-p x_{1fd} E_{fd} + [p^2 (x_{ffd} x_{a1d} + x_{f1d} x_{afd}) + p x_{a1d} r_{fd}] i_d}{p^2 (x_{11d} x_{ffd} - x_{f1d}^2) + p (x_{11d} r_{fd} + x_{ffd} r_{1d}) + r_{1d} r_{fd}}. \quad (4)$$

Ток в обмотке возбуждения при асинхронном режиме компенсатора

Асинхронный режим компенсатора, вызванный неправильным действием автомата гашения поля или разрывом цепи возбуждения, характеризуется тем, что $E_{fd} = 0$. Необходимо, вместе с тем, ввести в уравнения (3) и (4) величину скольжения s и заменить оператор p .

Известно, что единичные векторы напряжения обмотки статора по продольной и поперечной оси e_d и e_q , соответствующие токам i_d и i_q , можно выразить следующим образом: $e_d = \sin \delta$; $e_q = \cos \delta$, где δ — угол между единичным вектором e и вектором e_q .

Для асинхронного режима

$$\delta = \frac{\pi}{2} - st.$$

Поэтому

$$e_d = \sin\left(\frac{\pi}{2} - st\right) = \cos st;$$

$$e_q = \cos\left(\frac{\pi}{2} - st\right) = \sin st.$$

Введем систему векторов, вращающихся с угловой скоростью s в относительных единицах.

Составляющие напряжения по осям e_d и e_q представляют собой проекции двух векторов e_{dm} и e_{qm} на ось времени, вращающуюся со скоростью

При этом

$$e_d = 1;$$

$$e_q = -j;$$

$$p = js.$$

Последнее выражение $p = js$ находится двойным дифференцированием уравнения $e \sin st = f(p, i)$.

После первого дифференцирования имеем:

$$se \cos st = p f(p, i)$$

и второе дифференцирование дает

$$-s^2 e \sin st = p^2 f(p, i)$$

или

$$p^2 = -s^2.$$

Отсюда

$$p = js.$$

Полагая $E_{fd} = 0$ и $p = js$, получим из уравнений (3) и (4) значения токов в обмотке возбуждения и демпферной обмотке для асинхронного режима

$$I_{fd} = \frac{[-s^2(x_{11d} x_{afd} - x_{a1d} x_{f1d}) + js x_{afd} r_{1d}] i_d}{-s^2(x_{11d} x_{ffd} - x_{f1d}^2) + js(x_{11d} r_{fd} + x_{ffd} r_{1d}) + r_{1d} r_{fd}}; \quad (5)$$

$$I_{1d} = \frac{[-s^2(x_{ffd} x_{a1d} - x_{f1d} x_{afd}) + js x_{a1d} r_{fd}] i_d}{-s^2(x_{11d} x_{ffd} - x_{f1d}^2) + js(x_{11d} r_{fd} + x_{ffd} r_{1d}) + r_{1d} r_{fd}}. \quad (6)$$

Подставляя в уравнения (5) и (6) различные скольжения s и соответствующие им величины i_d , можно определить ряд значений I_{fd} и I_{1d} и по ним построить асинхронные характеристики „ток—скольжение“ для обмотки возбуждения и демпферной обмотки.

Соображения, положенные в основу определения токов статора по продольной оси i_d и по поперечной оси i_q , используемых также в построении характеристики „момент—скольжение“, приводится ниже.

Ток в обмотке статора по продольной (i_d) и поперечной (i_q) оси полюсов компенсатора (общие операторные уравнения)

Исходными являются уравнения для фазовых напряжений:

$$e_a = p\psi_a - r_a i_a; \quad (7)$$

$$e_b = p\psi_b - r_b i_b; \quad (8)$$

$$e_c = p\psi_c - r_c i_c. \quad (9)$$

Здесь i_a, i_b, i_c — фазовые токи статора;
 r_a, r_b, r_c — активные сопротивления фаз статора;

$$p = \frac{d}{dt} \text{ оператор Хевисайда,}$$

ψ_a, ψ_b, ψ_c — потокосцепления на фазу.

Потокосцепления каждой фазы могут быть выражены так:

$$\begin{aligned} \psi_a = & I_d \cos \theta - I_q \sin \theta - x_0 \frac{(i_a + i_b + i_c)}{3} - \frac{(x_d + x_q)}{3} \left(i_a - \frac{i_b + i_c}{2} \right) - \\ & - \frac{x_d - x_q}{3} \left[i_a \cos 2\theta - i_b \cos(2\theta - 120^\circ) + i_c \cos(2\theta + 120^\circ) \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

Аналогично для двух других фаз:

$$\begin{aligned} \psi_b = & I_d \cos(\theta - 120^\circ) - I_q \sin(\theta - 120^\circ) - x_0 \frac{i_a + i_b + i_c}{3} - \frac{x_d + x_q}{3} \left(i_b - \frac{i_a + i_c}{2} \right) - \\ & - \frac{x_d - x_q}{3} \left[i_a \cos(2\theta - 120^\circ) + i_b \cos(2\theta + 120^\circ) + i_c \cos 2\theta \right]; \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \psi_c = & I_d \cos(\theta + 120^\circ) - I_q \sin(\theta + 120^\circ) - x_0 \frac{i_a + i_b + i_c}{3} - \\ & - \frac{x_d + x_q}{3} \left(i_c - \frac{i_a + i_b}{2} \right) - \frac{x_d - x_q}{3} \left[i_a \cos(2\theta + 120^\circ) + \right. \\ & \left. + i_b \cos 2\theta + i_c \cos(2\theta - 120^\circ) \right], \end{aligned} \quad (12)$$

где I_d и I_q — ток возбуждения в долях единицы по продольной и поперечной оси соответственно;

i_a, i_b, i_c — фазовые токи статора;

x_d — синхронный реактанс обмотки статора по продольной оси;

x_0 — реактанс нулевой последовательности обмотки статора;

θ — угол между продольной осью и осью первой фазы статора.

Основываясь на приведенном чертеже (рис. 1), токи в фазах статора можно связать с составляющими токов по продольной и поперечной оси:

$$i_d = \frac{2}{3} \left[i_a \cos \theta + i_b \cos(\theta - 120^\circ) + i_c \cos(\theta + 120^\circ) \right];$$

$$i_q = \frac{2}{3} \left[i_a \sin \theta + i_b \sin(\theta - 120^\circ) + i_c \sin(\theta + 120^\circ) \right].$$

Воспользовавшись, далее, уравнениями для потокосцеплений статорной системы по продольной и поперечной осям:

$$\psi_d = G_d(p)E_d - x_d(p)i_d;$$

$$\psi_q = G_q(p)E_q - x_q(p)i_q$$

и выражениями для ψ_d и ψ_q в зависимости от токов в статоре i_d и i_q и в роторе I_d и I_q :

$$\psi_d = I_d - x_d i_d \quad \text{и} \quad \psi_q = I_q - x_q i_q,$$

получим уравнения для токов в цепи возбуждения:

$$I_d = G_d(p)E_d + [x_d - x_d(p)]i_d;$$

$$I_q = G_q(p)E_q + [x_q - x_q(p)]i_q,$$

где $G_d(p)$, $G_q(p)$, $x_d(p)$, $x_q(p)$ — операторные проводимости и сопротивления по обоим осям;

E_d и E_q — напряжение возбуждения.

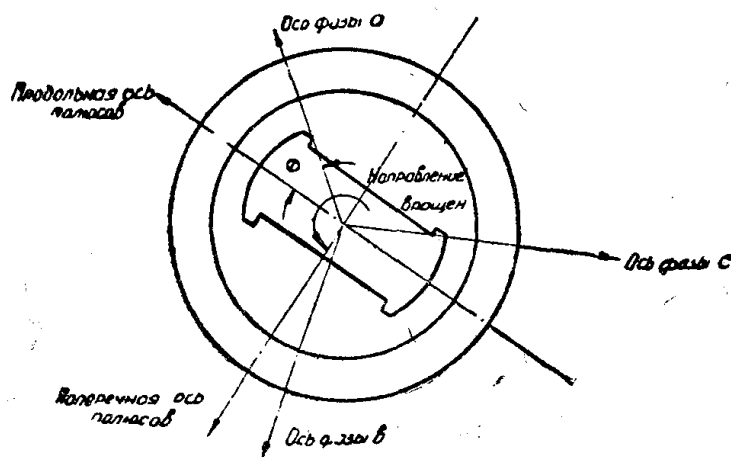


Рис. 1

Для упрощения решения этих уравнений Парк предложил исключить из них фазовые величины $e_a, e_b, e_c, \psi_a, \psi_b, \psi_c$ и i_a, i_b, i_c с помощью перехода к следующим вспомогательным величинам по осям d и q и величинам нулевой последовательности фаз:

$$e_d = \frac{2}{3} \left[e_a \cos \theta + e_b \cos(\theta - 120^\circ) + e_c \cos(\theta + 120^\circ) \right];$$

$$e_q = \frac{2}{3} \left[e_a \sin \theta + e_b \sin(\theta - 120^\circ) + e_c \sin(\theta + 120^\circ) \right];$$

$$e_0 = \frac{1}{3} (e_a + e_b + e_c);$$

$$\psi_d = \frac{2}{3} \left[\psi_a \cos \theta + \psi_b \cos(\theta - 120^\circ) + \psi_c \cos(\theta + 120^\circ) \right];$$

$$\psi_q = \frac{2}{3} \left[\psi_a \sin \theta + \psi_b \sin(\theta - 120^\circ) + \psi_c \sin(\theta + 120^\circ) \right];$$

$$\psi_0 = -\frac{1}{3} (\psi_a + \psi_b + \psi_c);$$

$$i_0 = -\frac{1}{3} (i_a + i_q + i_c).$$

Если в выражения для e_q и e_d подставить значения e_a, e_b, e_c из соответствующих уравнений и составить производные $p\psi_d$ и $p\psi_q$, то можно найти:

$$e_d = p\psi_d - r_d i_d - \psi_q p\Theta; \quad (13)$$

$$e_q = p\psi_q - r_q i_q - \psi_d p\Theta; \quad (14)$$

$$e_0 = p\psi_0 - r_0 i_0. \quad (15)$$

Аналогичной подстановкой значений потокосцеплений по формулам (10), (11) и (12) в выражения ψ_d, ψ_q, ψ_0 получаем:

$$\psi_d = I_d - x_d i_d = G_d(p) E_d - x_d(p) i_d; \quad (16)$$

$$\psi_q = I_q - x_q i_q = G_q(p) E_q - x_q(p) i_q; \quad (17)$$

$$\psi_0 = -x_0 i_0. \quad (18)$$

Полученные выражения для напряжений статорной обмотки соответствуют установившемуся режиму при синхронизме.

Для целей настоящей работы представляют интерес выражения для токов i_d и i_q в зависимости от e_d и e_q при постоянной скорости вращения ротора с учетом некоторого скольжения s . При асинхронном режиме токи и потокосцепления не являются величинами постоянными.

Выражение токов статора i_d и i_q для асинхронного режима

Принимая во внимание, что асинхронный режим компенсатора характеризуется скольжением s и величиной $p\Theta = 1 - s$, можно уравнения для e_d и e_q (13 и 14) написать так:

$$e_d = p\psi_d - r_d i_d - (1 - s)\psi_q; \quad (19)$$

$$e_q = p\psi_q - r_q i_q - (1 - s)\psi_d. \quad (20)$$

Для потокосцеплений ψ_d и ψ_q получим выражения:

$$\psi_d = G(p) E_d - x_d(p) i_d; \quad (21)$$

$$\psi_q = -x_q(p) i_q. \quad (22)$$

Для удобства алгебраических преобразований введем вспомогательные выражения:

$$Z_d(p) = p x_d(p) + r;$$

$$Z_q(p) = p x_q(p) + r.$$

Тогда уравнения для e_d и e_q принимают вид:

$$e_d = p G(p) E_d - Z_d(p) i_d + (1 - s) x_q(p) i_q;$$

$$e_q = (1 - s) [G(p) E_d - x_d(p) i_d] - Z_q(p) i_q.$$

Решая эти уравнения относительно токов i_d и i_q получим:

$$i_d = \frac{[p Z_q(p) + (1 - s)^2 x_q(p)] G(p) E_d - Z_q(p) e_q - (1 - s) x_q(p) e_q}{Z_d(p) Z_q(p) + (1 - s)^2 x_d(p) x_q(p)}; \quad (23)$$

$$i_q = \frac{(1 - s) r \cdot G(p) E_d - Z_d(p) e_q + (1 - s) x_d(p) e_d}{Z_d(p) Z_q(p) + (1 - s)^2 x_d(p) x_q(p)} \quad (24)$$

Как указывалось ранее, при асинхронном режиме:

$$E_d = 0; e_d = \cos st; e_q = \sin st.$$

Вводя систему вращающихся векторов с угловой скоростью s и заменяя $p = js$, можно токи i_d и i_q выразить в комплексном виде:

$$i_d = \frac{jsx_q(j\omega) + r - j(1-s)x_q(j\omega)}{[jsx_d(j\omega) + r][jsx_q(j\omega) + r] + (1-s)^2x_d(j\omega)x_q(j\omega)};$$

или

$$i_d = \frac{jx_q(j\omega) - \frac{r}{1-2s}}{x_d(j\omega)x_q(j\omega) + \frac{r}{1-2s} \left\{ r + js[x_d(j\omega) + x_q(j\omega)] \right\}}; \quad (25)$$

$$i_q = \frac{x_d(j\omega) + \frac{jr}{1-2s}}{x_d(j\omega)x_q(j\omega) + \frac{r}{1-2s} \left\{ r + js[x_d(j\omega) + x_q(j\omega)] \right\}}. \quad (26)$$

Перейдем к определению операторных реактивных сопротивлений $x_d(p)$ и $x_q(p)$ в общем виде.

Операторные реактивные сопротивления по продольной $x_d(p)$ и поперечной $x_q(p)$ осям полюсов

(Общие выражения)

Потокосцепления статорной обмотки по продольной оси полюсов можно представить в виде

$$\psi_d = x_{aid}i_{id} + x_{aid}i_{1a} - x_d i_d.$$

Произведем замену токов I_a и I_{id} по уравнениям (3) и (4). Тогда:

$$\psi_d = \frac{p(x_{11d} x_{afd} - x_{fid}) + x_{afd}r_{fd}}{A(p)} E_{fd} - \left[x_d - \frac{p^2(x_{11d} x_{afd} - x_{fid}x_{aid}^2 x_{afd} + x_{fid}^2 x_{aid})}{A(p)} + \frac{p(x_{afd}^2 r_{fd} + x_{aid}^2 r_{fd})}{A(p)} \right] i_d.$$

Аналогично для поперечной оси полюсов потокосцепления статорной обмотки выразятся так

$$\psi_q = - \left[x_q - \frac{p x_{a1q}}{p x_{11q} + r_{1q}} \right] i_q.$$

Следовательно, при наличии одной демпферной цепи на роторе имеем

$$G(p) = \frac{p(x_{11d} x_{aid} - x_{fid} x_{aid}) + x_{afd}r_{fd}}{A(p)}$$

где

$$A(p) = p^2(x_{11d} x_{ffd} - x_{f1d}^2) + p(x_{11d} r_{fd} + x_{ffd} r_{1d}) + r_{1d} r_{fd};$$

$$x_d(p) = x_d - \left[\frac{p^2(x_{11d} x_{afd}^2 - 2x_{ffd} x_{a1d} x_{afd} + x_{ffd}^2 x_{a1d})}{A(p)} + \frac{p(x_{afd}^2 r_{1d} + x_{afd}^2 r_{fd})}{A(p)} \right]; \quad (27)$$

$$x_q(p) = x_q - \frac{p x_{a1q}}{p x_{11q} + r_{1q}}. \quad (28)$$

Сопротивления $x_d(p)$ и $x_q(p)$ в асинхронном режиме

Подставляя $p = js$ в уравнения (27) и (28), получим соотношения для асинхронного режима:

$$x_d(js) = x_d - \frac{-s^2(x_{11d} x_{afd}^2 - 2x_{ffd} x_{a1d} x_{afd} + x_{ffd}^2 x_{a1d})}{A(js)} + \frac{(js)(x_{afd}^2 r_{1d} + x_{afd}^2 r_{fd})}{A(js)}; \quad (29)$$

$$x_q(js) = x_q - \frac{(js) x_{a1q}}{(js) x_{11q} + r_{1q}}. \quad (30)$$

В уравнении (29)

$$A(js) = -s^2(x_{11d} x_{ffd} - x_{f1d}^2) + (js)(x_{11d} r_{fd} + x_{ffd} r_{1d}) + r_{1d} r_{fd}.$$

Момент вращения компенсатора в асинхронном режиме

(Общее выражение)

Прежде всего следует определить момент при установившемся режиме ($s=0$).

Мощность, отдаваемая статором всякой синхронной машины,

$$P = M p \Theta + P_1 - P_2,$$

где $M p \Theta$ — механическая мощность, передаваемая через зазор (M — момент вращения);

P_1 — мгновенная мощность, обусловленная запасом магнитной энергии;

$P_2 = r(i_d^2 + i_q^2 + i_0^2)$ — полные потери в активном сопротивлении обмотки статора.

Из этого уравнения выводится выражение момента.

Вместе с тем момент зависит от токов в статорной и роторной цепи: i_d , i_q , i_0 , I_d , I_q , значение которых приведено ранее.

Если рассматривать работу компенсатора с неизменными для некоторого промежутка времени значениями i_d , i_q , i_0 , I_d , I_q , то запасенная в машине магнитная энергия не изменяется при вращении ротора. Поэтому мощность, отдаваемая ротором, равна и противоположна по знаку потерям в статоре.

Тогда уравнение мощности

$$P = M p \Theta - r(i_d^2 + i_q^2 + i_0^2). \quad (31)$$

Если выразить потери в меди статора через фазовые токи, то получим

$$P = M p \Theta - \frac{2}{3} r (i_a^2 + i_b^2 + i_c^2). \quad (32)$$

Здесь использовано соотношение

$$\frac{2}{3} (i_a^2 + i_b^2 + i_c^2) = i_d^2 + i_q^2 + i_0^2,$$

получаемое на основании общих уравнений Парка.

С другой стороны, магнитная мощность синхронной машины пропорциональна сумме произведений тока на напряжение в каждой фазе

$$P = \frac{2}{3} (e_a i_a + e_b i_b + e_c i_c).$$

Используя соотношение между фазовыми токами и напряжениями и соответствующими значениями по продольной и поперечной осям, получим

$$P = e_d i_d + e_q i_q + e_0 i_0. \quad (33)$$

Из уравнений (31) и (32) следует:

$$M = \frac{e_d i_d + e_q i_q + e_0 i_0 + r (i_d^2 + i_q^2 + i_0^2)}{p \Theta}. \quad (34)$$

Для рассматриваемого режима работы машины с неизменными для некоторого момента токами во всех цепях уравнения для e_d , e_q и e_0 (13—15) принимают вид:

$$e_d = -\psi_q p \Theta - r i_d;$$

$$e_q = \psi_d p \Theta - r i_q;$$

$$e_0 = -r i_0.$$

Подставляя эти выражения в уравнение момента (34), получим после ряда преобразований:

$$M = i_q \psi_d - i_d \psi_q. \quad (35)$$

Полученное выражение момента соответствует, как указывалось, установившемуся режиму при синхронизме.

Выражение момента вращения в асинхронном режиме можно получить, если заменить токи i_d и i_q на их значения в асинхронном режиме по уравнениям (25) и (26).

Выражение момента вращения компенсатора в асинхронном режиме

Подставляя токи i_d и i_q в уравнение мощности, получим

$$P = \frac{1}{2} [1 \cdot i_d - j i_q] = \frac{1}{2} (\text{действительная часть } i_d - \text{мнимая часть } i_q).$$

Прежде чем определить средний момент вращения $M_{\text{ср}}$, необходимо найти выражения для потокосцеплений ψ_d и ψ_q .

Основные уравнения при асинхронном режиме:

$$e_d + r i_d = p \psi^d - (1 - s) \psi_q;$$

$$e_q + r i_q = (1 - s) \psi_d + p \psi_q.$$

Отсюда находим (при $p = js$):

$$\Psi_d = \frac{js(e_d + r i_d) + (1 - s)(e_q + r i_q)}{(1 - 2s)};$$

$$\Psi_q = \frac{js(e_q + r i_q) - (1 - s)(e_d + r i_d)}{(1 - 2s)}.$$

Так как $e_d = 1$ и $e_q = -j$, то

$$\Psi_d = -j + \frac{r}{1 - 2s} [js i_d + (1 - s) i_q];$$

$$\Psi_q = -1 + \frac{r}{1 - 2s} [js i_q - (1 - s) i_d].$$

Скалярное произведение векторов $\bar{\Psi}_d$ и \bar{i}_q ; $\bar{\Psi}_q$ и \bar{i}_d дает выражение среднего момента вращения

$$M_{cp} = \frac{1}{2} [i_q \Psi_d - i_d \Psi_q] =$$

$$= \left\{ i_q(-j) + i_q \frac{r}{1 - 2s} [js i_d + (1 - s) i_q] - \right. \\ \left. - i_d(-1) - i_d \frac{r}{1 - 2s} [js i_q - (1 - s) i_d]; \right.$$

$$M_{cp} = P_{cp} + r \frac{i_d^2 + i_q^2}{2} + \frac{rs}{2(1 - s)} (i_q - j i_d)^2. \quad (36)$$

Для компонентов тока прямого и обратного вращения имеем

$$i_A = \frac{1}{2} (i_d + j i_q); \quad (37)$$

$$i_B = \frac{1}{2} (i_d - j i_q) \quad (38)$$

и аналогично для соответствующих напряжений

$$e_A = \frac{1}{2} (e_d + j e_q);$$

$$e_B = \frac{1}{2} (e_d - j e_q).$$

Подставляя в выражения для i_A и i_B значения токов i_d и i_q , полученные ранее, найдем:

$$i_A = \frac{1}{2} \frac{\frac{-2r}{1 - 2s} + j [x_d(js) + x_q(js)]}{x_d(js) x_q(js) + \frac{r}{1 - 2s} \left\{ r + js [x_d(js) + x_q(js)] \right\}};$$

$$i_B = \frac{1}{2} \frac{j [x_d(js) - x_q(js)]}{x_d(js) x_q(js) + \frac{r}{1 - 2s} \left\{ r + js [x_q(js) + x_d(js)] \right\}}.$$

Согласно теории Парка средний момент вращения в асинхронном режиме с потерей возбуждения на основании уравнения (36) получит следующее выражение:

$$M_{ст} = \frac{1}{2} [\text{вещественная часть } \bar{i}_d - \text{мнимая часть } \bar{i}_q] + r i_A^2 + \frac{r}{1-2s} i_B^2.$$

По этому уравнению строится характеристика „момент—скольжение“ асинхронного режима компенсатора.

Если скорость достигнет значения полусинхронной, то ток обратного вращения i_B становится равным нулю и в кривой момента появляется резкий провал вблизи полусинхронной скорости (ток i_B входит в уравнение момента в виде члена $\frac{r}{1-2s} i_B^2$).

Общий ток статора, получающийся от наложения тока i_A основной частоты на ток i_B частоты $(1-2s)$, неправильно пульсирует во времени потому, что при скоростях, отличающихся от нуля, половины и полной синхронной скорости имеет место ток обратного вращения i_B .

Максимальное значение пульсирующего тока $\bar{i}_a = |\bar{i}_A + \bar{i}_B|$ получается при совпадении оси фазы a и продольной оси и минимальное значение $\bar{i}_a = |\bar{i}_A - \bar{i}_B|$.

Рассматривая полученные соотношения, можно видеть, что ток в обмотке возбуждения I_{fd} и ток в демпферной обмотке I_{1d} являются функциями тех же параметров машины, которые применялись для определения токов статора i_d и i_q и сопротивлений $x_d(js)$ и $x_q(js)$.

Сравнивая уравнения, можно заметить, что знаменатели в выражениях для I_{fd} и I_{1d} , а также в уравнениях для сопротивлений $x_d(js)$ и $x_q(js)$ одинаковы.

Это обстоятельство в значительной мере упрощает вычисления, приводимые ниже в примере расчета для синхронного компенсатора завода „Электросила“.

Порядок расчета методом, основанным на теории Парка

1. Определяются сопротивления $x_d^*(js)$ и $x_q(js)$ при различных скольжениях.

Для этой цели проводится полный расчет магнитной цепи синхронного компенсатора и, затем, по формулам Ленвилля (1) и Алджера [5] находятся все величины, входящие в состав выражений для этих сопротивлений.

2. По известным сопротивлениям $x_d(js)$ и $x_q(js)$ в комплексах находятся составляющие тока статора i_d и i_q , также в комплексном выражении.

3. Токи i_d и i_q используются в уравнениях, дающих значения тока в обмотке возбуждения I_{fd} при различных скольжениях.

4. Определяются токи i_A и i_B и по ним значения момента вращения асинхронного режима, тоже для различных скольжений ($M_{ср}$).

При конкретном определении $x_d(js)$, $x_q(js)$, i_d , i_q , I_{fd} , i_A , i_B , $M_{ср}$ все выражения значительно упрощаются и все операции сводятся к преобразованию комплексных зависимостей.

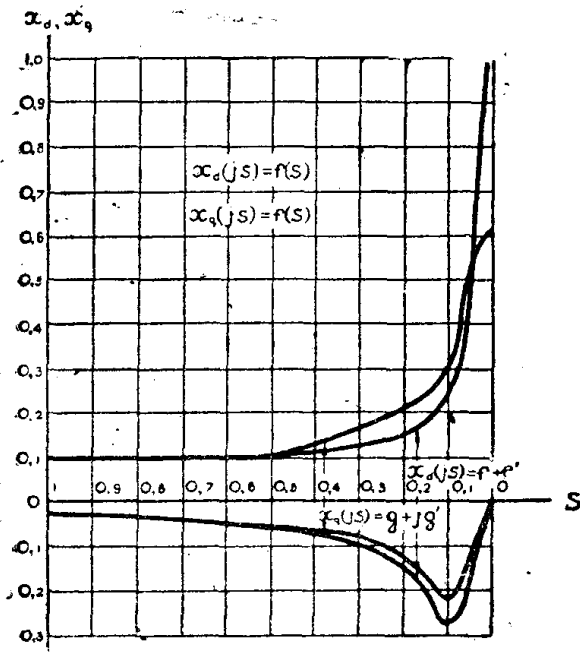


Рис. 2

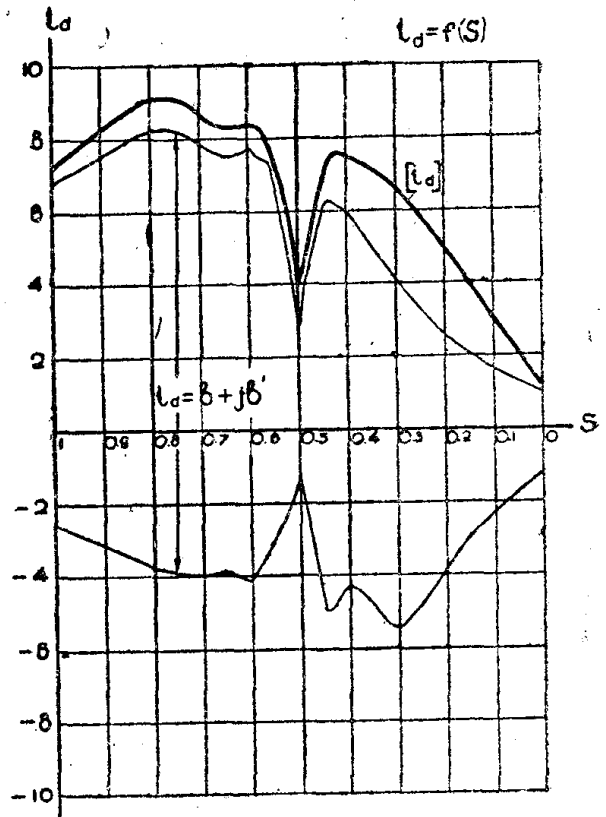


Рис. 3

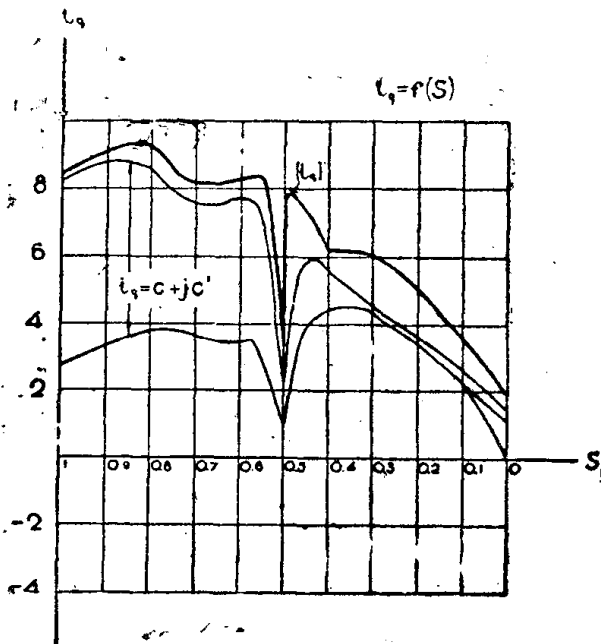


Рис. 4

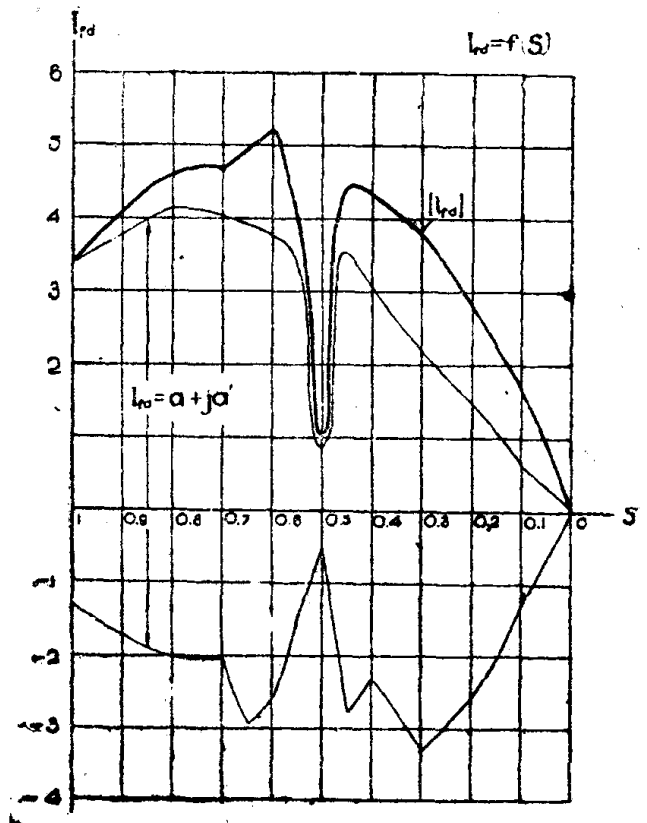


Рис. 5

Пример построения асинхронных характеристик
синхронного компенсатора WR-446-750 завода
„Электросила“

Все параметры, необходимые для расчета, указаны в таблице 1.

Таблица 1

№ № п. п.	Наименование сопротивлений	Обозначения
1	2	3
1	Синхронный реактанс по продольной оси	$x_d = 1,021$
2	Синхронный реактанс по поперечной оси	$x_q = 0,611$
3	Полный реактанс демпферной обмотки по продольной оси	$x_{11d} = x_{a1d} + x_{1d} = 0,815 + 0,12 = 0,827$
4	Полный реактанс демпферной обмотки по поперечной оси	$x_{11q} = x_{a1q} + x_{1q} = 0,578 + 0,09 = 0,668$
5	Полное реактивное сопротивление обмотки возбуждения	$x_{ffd} = x_{afd} + x_{fd} = 0,908 + 0,06 = 0,968$
6	Взаимный реактанс статорной и демпферной обмоток по продольной оси	$x_{a1d} = 0,815$
7	Взаимный реактанс статорной и демпферной обмоток по поперечной оси	$x_{a1q} = 0,578$
8	Взаимный реактанс статорной обмотки и обмотки возбуждения по продольной оси	$x_{afd} = 0,908$
9	Взаимный реактанс обмотки возбуждения и демпферной обмотки по продольной оси	$x_{f1d} = 0,706$
10	Активное сопротивление обмотки статора	$r_1 = 0,0042$
11	Активное сопротивление демпферной обмотки по продольной и поперечной осям	$r_{1d} = 0,0534$ $r_{1q} = 0,0397$
12	Активное сопротивление обмотки возбуждения с разрядным сопротивлением	$r_{fd} = 0,052$

Для построения асинхронных характеристик компенсатора „ток—скольжение“ и „момент—скольжение“, прежде всего находят сопротивления $x_d(jS)$ и $x_q(jS)$ при различных скольжениях. Затем по ним определяются токи i_d и i_q и ток I_{fd} и строятся кривые „ток—скольжение“.

По значениям токов i_d и i_q подсчитываются токи прямого вращения (i_A) и обратного вращения (i_B), после чего можно построить характеристику „момент—скольжение“.

Пример расчета приводится только для одной точки $S=1$ и показан в таблице 2. Остальные точки характеристик вычисляются аналогично для различных значений скольжения S .

Таблица 2.

№ № п. п.	Наименование величин и формулы для подсчета
1	2
1	<p>Сопротивления $x_d(jS)$ и $x_q(jS)$ для скольжения $S=1$ определяются по формулам (29) и (30). Подстановка всех значений из таблицы 1 дает:</p> $x_d(jS) = 1,021 - \frac{-S^2(0,827 \cdot 0,908^2 - 2 \cdot 0,706 \cdot 0,0908)}{-S^2(0,827 \cdot 0,908 - 0,706^2) + jS(0,827 \cdot 0,815 + 0,968^2 \cdot 1,01) + jS(0,908^2 \cdot 0,0534 + 0,815^3 \cdot 0,052) - 0,052 + 0,908 - 0,0534 + 0,0534 \cdot 0,052} = 1,021 - \frac{-S^2 \cdot 0,31 + jS \cdot 0,0786}{-S^2 \cdot 0,375 + jS \cdot 0,097 + 0,0028}$

$$\text{Аналогично } x_q(jS) = 0,611 - \frac{jS \cdot 0,335}{jS \cdot 0,668 + 0,0397}$$

Подставляя различные значения скольжения в последние выражения $x_d(jS)$ и $x_q(jS)$, найдем величины, необходимые для построения кривых токов i_d и i_q .

Для $S = 1$ получим;

$$x_d(jS) = a + ja' = 0,111 - j 0,0314;$$

$$x_q(jS) = b + jb' = 0,111 - j 0,03;$$

2 Составляющие тока статора по продольной оси (i_d) и поперечной оси (i_q) для $S = 1$

По формуле (25) имеем

для $S = 1$

$$j(0,111 - j 0,03) - \frac{0,0042}{1-2}$$

$$i_d = \frac{j(0,111 - j 0,03) - \frac{0,0042}{1-2}}{(0,111 - j 0,0314)(0,111 - j 0,03) + \frac{0,0042}{1-2}}$$

$$\frac{[0,0042 + j(0,111 - j 0,0314 + 0,111 - j 0,03)]}{= 2,58 + j 6,77}$$

$$i_d = C + j c'' = -2,58 + j 6,77.$$

Для тока i_q согласно выражения (26)

получим

для $S = 1$

$$i_q = \frac{(0,111 - j 0,0314) + \frac{j 0,0042}{1-2}}{(0,111 - j 0,0314)(0,111 - j 0,0314) + \frac{0,0042}{1-4}}$$

$$\frac{[0,0042 + j(0,111 - j 0,0314 + 0,111 - j 0,03)]}{= 8,22 + j 2,62}$$

$$i_q = 8,28 + j 2,62$$

Ток в обмотке возбуждения I_{fd} .

Для $S = 1$.

По уравнению (5) ток в обмотке возбуждения равен

(после подстановки данных из табл. 1):

$$I_{fd} = \frac{[-S^2(0,827 \cdot 0,908 - 0,706 \cdot 0,815) + jS \cdot 0,908 \cdot 0,0534] i_d}{-S^2(0,827 \cdot 0,968 - 0,706^2) + jS(0,827 \cdot 0,052 + 0,968 \cdot 0,0534) + 0,0534 \cdot 0,052}$$

$$= \frac{[(-S^2 \cdot 0,174 + jS \cdot 0,0485)] i_d}{-S^2 \cdot 0,335 + jS \cdot 0,097 + 0,0028}$$

Если в последнее выражение для I_{fd} подставить различные скольжения и соответствующие им значения i_d , то можно получить характеристику $I_{fd} = f(S)$.

Для $S = 1$.

$$I_{fd} = \frac{(-0,174 + j 0,0485)(-2,58 + j 6,77)}{j 0,097 - 0,322} = -1,357 + j 3,434.$$

$$I_{fd} = e + e' = -1,357 + j 3,434.$$

Токи прямого (i_A) и обратного (i_B) вращения.

Для $S = 1$.

$$i_A = \frac{1}{2}(-2,58 + j 6,77 + j 8,22 - 2,62) = -2,6 + j 7,495; \quad |i_A| = 7,92$$

$$i_B = \frac{1}{2}(-2,58 + j 6,77 - j 8,22 + 2,62) = 0,02 - j 0,725; \quad |i_B| = 0,725$$

1	2
5	<p>Момент при асинхронном режиме для $S = 1$.</p> $M = \frac{1}{2} (\text{вещественная часть } i_d - \text{мнимая часть } i_q) +$ $+ r i^2_A + \frac{r}{1-2S} i^2_B. \quad (39)$ $M = \frac{1}{2} (-2,58 - 2,62) + 0,042;$ $7,92^2 + \frac{0,0042}{1-2} - 0,725^2 = -2,336$

Результаты всех подсчетов для построения характеристик „ток—скольжение“ и „момент—скольжение“ представлены в таблицах 3 и 4.

На рисунке 2 показано изменение реактансов $x_d(jS)$ и $x_q(jS)$ в зависимости от скольжения.

Асинхронные характеристики „ток—скольжение“ построены на рисунках 3, 4, 5.

Кривая $I_{fd} = f(S)$ (рис. 5) имеет резкий провал вблизи полусинхронной скорости, быстрое повышение, затем резкий спад, крутой подъем и крутое снижение до нуля вблизи синхронизма. Очевидно, чем меньше

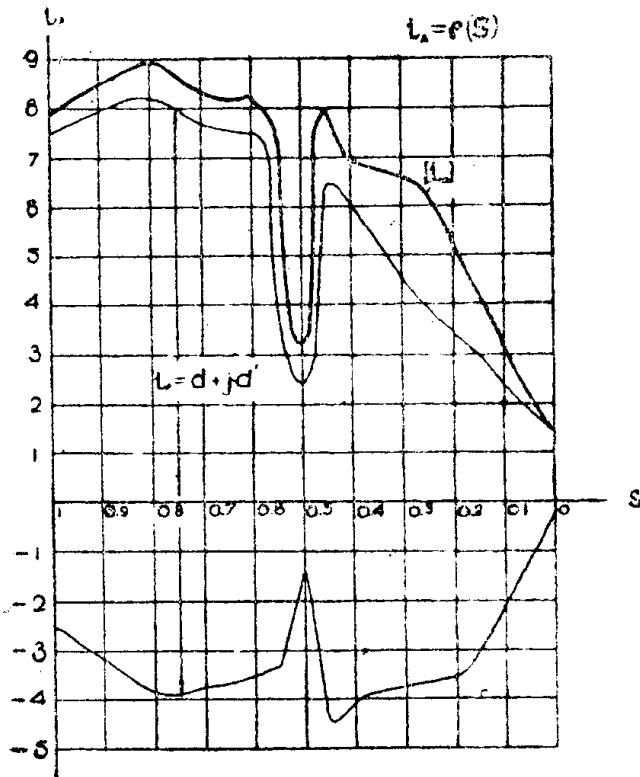


Рис 6.

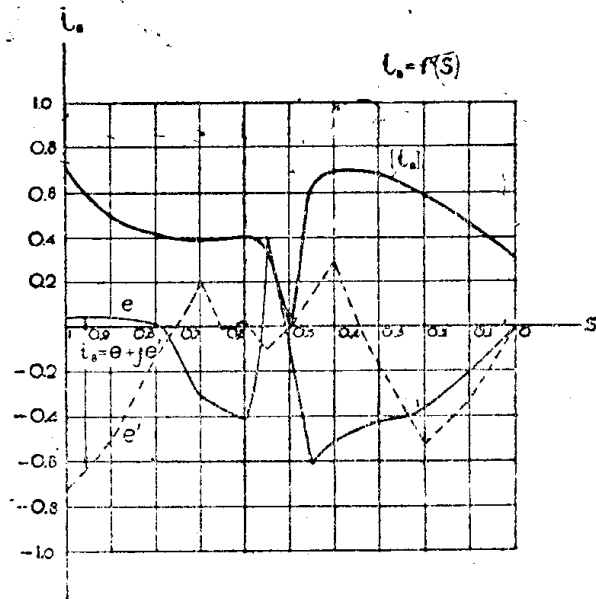


Рис. 7

полюсов, т. е. чем больше различие между машиной с выступающими полюсами и машиной с гладким ротором, тем больше влияние несимметрии и тем больше провал в кривой тока обмотки возбуждения на полусинхронной скорости.

Аналогичное изменение имеют составляющие токов в статоре по осям i_d и i_q (рис. 4 и 5).

На рисунках 6 и 7 построены зависимости токов прямого и обратного вращения (i_A и i_B) и момента M от скольжения (рис. 8).

Таблица 3
Данные для построения характеристики „момент—скольжение“ ($M = f(S)$)

№№ п. п.	S	[id]	[iq]	iA	[iA]	iB	[iB]	M
1	0,1	7,24	8,65	-2,6 + j7,495	7,92	0,02 - j0,725	0,725	-2,336
2	0,9	8,23	8,881	-3,125 + j7,89	8,46	0,02 - j0,504	0,504	-2,824
3	0,8	9,1	9,2	-3,87 + j8,29	9,15	0,015 - j0,12	0,121	-3,518
4	0,7	8,72	8,92	-3,63 + j7,56	8,4	-0,34 + j0,205	0,39	-3,362
5	0,65	8,32	8,16	-3,65 + j7,45	8,25	-0,25 + j0,03	0,25	-3,12
6	0,6	8,58	2,22	-3,69 + j7,505	8,37	-0,42 + j0,01	0,42	-2,99
7	0,55	7,72	8,26	-3,32 + j7,26	7,98	-0,39 - j0,1	0,402	-3,052
8	0,5	2,72	2,72	-1,335 + j2,37	2,72	0,0	0,0	-1,304
9	0,45	8,3	7,36	-4,48 + j6,41	7,84	-0,64 + j0,14	0,655	-4,222
10	0,4	7,3	6,26	-3,75 + j5,66	6,8	-0,501 + j0,29	0,578	-4,75
11	0,3	7,02	6,24	-5,07 + j4,23	6,6	-0,672 - j0,185	0,697	-4,887
12	0,2	5,0	5,1	-3,61 + j3,501	5,64	-0,38 - j0,53	0,652	-3,503
13	0,1	3,1	3,38	-2,23 + j2,29	3,19	-0,1 - j0,35	0,37	1,806
14	0,0	0,978	1,635	-0,0037 + j1,306	1,306	-0,00 - j0,328	0,328	0,0

Таблица 4
Данные для построения характеристик „ток—скольжение“ ($i_d = f(S)$; $i_q = f(S)$; $I_{fd} = f(S)$)

№№ п. п.	S	$x_d (jS)$	$x_q (jS)$	i_d	[id]	i_q	[iq]	I_{fd}	[I _{fd}]
1	1	0,111 - j0,0314	0,111 - j0,03	-2,58 + j6,77	7,24	8,22 + j2,62	8,65	-1,357 + j3,434	3,40
2	0,9	0,10 - j0,036	0,109 - j0,034	-3,1 + j7,35	8,23	8,43 + j3,15	8,81	-1,74 + j3,75	4,18
3	0,8	0,099 - j0,042	0,112 - j0,037	-3,85 + j8,23	9,1	8,35 + j3,88	9,2	-2,03 + j4,13	4,6
4	0,7	0,101 - j0,048	0,113 - j0,0422	-4,0 + j7,76	8,72	7,35 + j3,32	8,08	-2,15 + j4,08	4,62
5	0,65	0,106 - j0,049	0,111 - j0,046	-3,8 + j7,42	8,32	7,48 + j3,3	8,16	-2,96 + j3,95	4,94
6	0,6	0,104 - j0,051	0,115 - j0,049	-4,1 + j7,56	8,58	7,54 + j3,28	8,22	-2,605 + j4,5	5,18
7	0,55	0,121 - j0,044	0,116 - j0,054	-2,93 + j7,15	7,72	7,36 + j3,71	8,26	-1,56 + j3,62	3,94
8	0,5	0,106 - j0,0555	0,119 - j0,059	-1,335 + j2,37	2,72	2,37 + j1,335	2,72	-0,76 + j1,234	1,4
9	0,45	0,097 - j0,074	0,117 - j0,065	-5,12 + j6,55	8,3	6,27 + j3,84	7,36	-2,848 + j3,375	4,41
10	0,4	0,115 - j0,072	0,139 - j0,073	-4,26 + j5,94	7,3	5,36 + j3,24	6,26	-2,346 + j3,098	3,9
11	0,3	0,096 - j0,104	0,025 - j0,096	-5,74 + j4,05	7,02	4,42 + j4,4	6,24	-3,33 + j2,015	3,87
12	0,2	0,131 - j0,147	0,152 - j0,136	-3,8 + j3,25	5,0	3,78 + j3,42	5,1	-2,264 + j1,5	2,71
13	0,1	0,191 - j0,268	0,239 - j0,221	-2,35 + j1,94	3,1	2,64 + j2,11	3,38	-1,499 + j0,65	1,63
14	0,0	0,021	0,611	-0,006 + j0,978	0,978	0,735 + j0,006	0,73	0,0	0,0

Ток обратного вращения (рис. 7) при полусинхронной скорости равен нулю. Это обуславливает провал в кривой асинхронного момента. В нашем примере соотношение параметров компенсатора таково, что провал

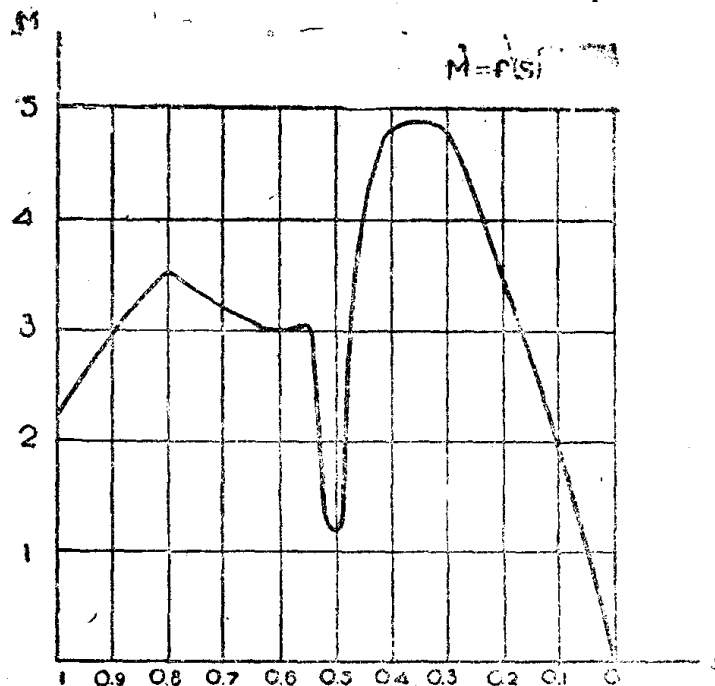


Рис. 8

при $S=0,5$ получается значительным, но возможность затормаживания машины исключается потому, что момент сопротивления на валу компенсатора очень мал.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лютер Р. А. „Теория переходных режимов синхронных машин“. Ленинград, 1939 г
2. Park R. H. „Two reactions Theory of Synchronous Machines P. II. Transactions. AIEE 1929 I. D. p. 717.
3. Park R. H. „Two reactions Theory of Synchronous Machines“ P. I. Transactions AIEE 1933 Dec. p. 353.
4. Linville T. M. „Starting Performance of Salient Pole Synchronous Motors“. Trans. AIEE 1930. I. A. p. 531.
5. Alger P. L. „The Calculation of Armature Reactance of Synchronous Machines“, Trans. AIEE. vol. 47. 1928.