Общероссийский математический портал

В. Е. Высоцкий, Математические модели вентильных электрических машин в дискретно-ориентированных осях координат, *Вестн. Сам. гос. техн. ун-та. Сер. Физ.-мат. науки*, 2005, выпуск 34, 154–163

DOI: <https://doi.org/10.14498/vsgtu350>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением
<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 54.198.64.247

26 апреля 2023 г., 18:32:01

В.Е. Высоцкий**МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ВЕНТИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МАШИН
В ДИСКРЕТНО-ОРИЕНТИРОВАННЫХ ОСЯХ КООРДИНАТ**

Анализ электромагнитных процессов в вентильных электрических машинах, в частности вентильных двигателей, проводится методами теории электрических цепей с переменными параметрами. Применительно к двухконтурному электромеханическому преобразователю, представленному в дискретно-ориентированных координатных осях, математическая модель содержит дифференциальные уравнения с периодическими коэффициентами, которые при принятых допущениях не приводятся к системе с постоянными коэффициентами с помощью координатных преобразований, используемых в теории машин переменного тока. Рассмотрены вопросы приближенного аналитического решения числового определителя произвольного порядка для основной составляющей потребляемого тока. Приводится также сравнительная оценка результатов теоретических и экспериментальных исследований.

За сравнительно небольшой срок, прошедший со времени появления первых промышленных образцов, разработаны различные методы реализации позиционно зависимого управления и способы коммутации вентильных двигателей (ВД). В связи с этим наметились две основные тенденции рассматриваемой области электромеханики. С одной стороны, это разработка схем и конструкций вентильных двигателей на базе современной силовой полупроводниковой техники и интегральной электроники, с другой – углубленное теоретическое исследование таких машин. Обе эти тенденции тесно взаимосвязаны и обусловлены рядом проблем по созданию экономичного и высоконадежного бесколлекторного электропривода постоянного тока. Среди них следует отметить проблемы коммутационной и динамической устойчивости, воздействия позиционной обратной связи на комплекс электромагнитных и электромеханических процессов в ВД. Все перечисленное требует выработки единого подхода к анализу ВД как электромеханического преобразователя энергии.

Выявление характерных особенностей данного класса электромашино-вентильных систем безотносительно к конкретным вариантам схем и областям применения позволит установить общие свойства и разработать такой подход.

Электромагнитные процессы в электромашино-вентильной системе рассматриваются на основе метода исследования вентильных двигателей, изложенного в [1].

Для использования методов математической теории электрических машин [2 – 4] приведем параметры ВД к дискретно-ориентированным осям a и d эквивалентной якорной обмотки и обмотки возбуждения, а также определим изменение этих параметров на межкоммутационном и коммутационном интервалах.

Допущения, принятые в этом случае, состоят в следующем:

- распределение индукции по расточке якоря синусоидально;
- магнитная система электрической машины не насыщена;
- вентили коммутатора включаются и выключаются за пренебрежимо малый отрезок времени.

Полагая периоды повторяемости функций параметров индуктивности и взаимной индуктивности строго фиксированными сигналами с датчиков положения ротора, можно считать, что эти параметры ВД являются переменными периодическими функциями угла поворота ротора ωt . В частности, функция параметра индуктивности может быть представлена гармоническим рядом Фурье в виде

$$L_a \cos 2\varphi = \tilde{L}_0 + \sum_{k=1}^{\infty} \left[\dot{L}_k e^{jk\theta t} + L_k^* e^{-jk\theta t} \right], \quad (1)$$

где $\tilde{L}_0 = L_{a+} + L_0$; $L_{a+} = (1 + \cos \frac{\pi}{m})(L_d + L_q)$; $\theta = 2m\omega$, причем постоянная составляющая индуктивности

$$L_0 = \frac{m}{\pi} L_a \int_{-\pi/2m+\gamma}^{\pi/2m} \cos 2\varphi d\omega t + \frac{m}{\pi} L_a^{\gamma} \int_{-\pi/2m}^{-\pi/2m+\gamma} \cos 2\varphi d\omega t$$

в развернутой форме записи имеет вид

$$L_0 = \frac{m}{\pi} 2 \cos^2 \pi/2m \cdot (L_d - L_q) \sin\left(\frac{\pi}{m} - 2\Delta\varphi\right) \cos 2(\beta_0 - \Delta\varphi) + \frac{m}{\pi} (L_d - L_q) (1 + 2 \cos \frac{\pi}{m}) \cos \frac{\pi}{2m} \sin 2\Delta\varphi \cos 2(\beta_0 - \Delta\varphi), \quad (2)$$

а комплекс и сопряженный комплекс гармонической составляющей индуктивности –

$$\dot{L}_k = 0,5 \cdot (L_k^{\cos} - jL_k^{\sin}), \quad \dot{L}_k^* = 0,5 \cdot (L_k^{\cos} + jL_k^{\sin}), \quad (3)$$

причем

$$L_k^{\cos} = \frac{2m}{\pi} L_a \int_{-\pi/2m+\gamma}^{\pi/2m} \cos 2\varphi_{\cos}^{\sin} k \theta d\omega + \frac{2m}{\pi} L_a^{\gamma} \int_{-\pi/2m}^{-\pi/2m+\gamma} \cos 2\varphi_{\cos}^{\sin} k \theta d\omega; \quad (4)$$

$$L_k^{\cos} = \frac{m}{\pi} 2 \cos^2 \pi/2m \cdot (L_d - L_q) \sin\left(\frac{\pi}{m} - 2\Delta\varphi\right) \cos 2(\beta_0 - \Delta\varphi) \frac{1}{m^2 k^2 - 1} +$$

$$+ \frac{m}{\pi} (L_d - L_q) (1 + 2 \cos \frac{\pi}{m}) \cos \frac{\pi}{2m} \sin 2\Delta\varphi \cos 2(\beta_0 - \Delta\varphi) \frac{1}{m^2 k^2 - 1};$$

$$L_k^{\sin} = \frac{m}{\pi} 2 \cos^2 \pi/2m \cdot (L_d - L_q) \sin\left(\frac{\pi}{m} - 2\Delta\varphi\right) \sin 2(\beta_0 - \Delta\varphi) \frac{mk}{m^2 k^2 - 1} +$$

$$+ \frac{m}{\pi} (L_d - L_q) (1 + 2 \cos \frac{\pi}{m}) \cos \frac{\pi}{2m} \sin 2\Delta\varphi \sin 2(\beta_0 - \Delta\varphi) \frac{mk}{m^2 k^2 - 1}.$$

Функция параметра взаимной индуктивности по оси a может быть представлена гармоническим рядом Фурье

$$M_{af\sim} \sin \varphi = M_0^a + \sum_{k=1}^{\infty} \left[\dot{M}_k^a e^{jk\theta} + M_k^{a*} e^{-jk\theta} \right], \quad (5)$$

причем постоянная составляющая взаимной индуктивности

$$M_0^a = \frac{m}{\pi} M_{af\sim} \int_{-\pi/2m+\gamma}^{\pi/2m} \sin \varphi d\omega + \frac{m}{\pi} M_{af\sim}^{\gamma} \int_{-\pi/2m}^{-\pi/2m+\gamma} \sin \varphi d\omega$$

в развернутой форме записи имеет вид

$$M_0^a = \frac{m}{\pi} M_m 2 \cos \pi/2m \sin\left(\frac{\pi}{2m} - \Delta\varphi\right) \sin(\beta_0 - \Delta\varphi) +$$

$$+ \frac{m}{\pi} M_m (1 + 2 \cos \pi/m) \sin \Delta\varphi \sin(\beta_0 - \Delta\varphi), \quad (6)$$

а комплекс и сопряженный комплекс гармонической взаимной индуктивности по оси a

$$\dot{M}_k^a = 0,5 \cdot (M_k^{a,\cos} - jM_k^{a,\sin}), \quad \dot{M}_k^{a*} = 0,5 \cdot (M_k^{a,\cos} + jM_k^{a,\sin}), \quad (7)$$

где

$$M_k^{a,\cos} = \frac{2m}{\pi} M_{af\sim} \int_{-\pi/2m+\gamma}^{\pi/2m} \sin \varphi_{\cos}^{\sin} k \theta d\omega + \frac{2m}{\pi} M_{af\sim}^{\gamma} \int_{-\pi/2m}^{-\pi/2m+\gamma} \sin \varphi_{\cos}^{\sin} k \theta d\omega; \quad (8)$$

$$M_k^{a,\cos} = \frac{2m}{\pi} M_m 2 \cos \pi/2m \sin\left(\frac{\pi}{2m} - \Delta\varphi\right) \sin(\beta_0 - \Delta\varphi) \frac{1}{4m^2 k^2 - 1} +$$

$$+ \frac{2m}{\pi} M_m (1 + 2 \cos \pi/m) \sin \Delta\varphi \sin(\beta_0 - \Delta\varphi) \frac{1}{4m^2 k^2 - 1};$$

$$M_k^{a,\sin} = \frac{2m}{\pi} M_m 2 \cos \pi/2m \sin\left(\frac{\pi}{2m} - \Delta\varphi\right) \cos(\beta_0 - \Delta\varphi) \frac{2mk}{4m^2 k^2 - 1} +$$

$$+ \frac{2m}{\pi} M_m (1 + 2 \cos \pi/m) \sin \Delta\varphi \cos(\beta_0 - \Delta\varphi) \frac{2mk}{4m^2 k^2 - 1}.$$

Функция параметра взаимной индуктивности по оси d может быть представлена гармоническим рядом Фурье :

$$M_{af} \cos \varphi = M_0^d + \sum_{k=1}^{\infty} \left[\dot{M}_k^d e^{jk\theta t} + M_k^{d*} e^{-jk\theta t} \right], \quad (9)$$

причем ее постоянная составляющая

$$M_0^d = \frac{m}{\pi} M_{af} \int_{-\pi/2m+\gamma}^{\pi/2m} \cos \varphi d\omega t + \frac{m}{\pi} M_{af}^{\gamma} \int_{-\pi/2m}^{-\pi/2m+\gamma} \cos \varphi d\omega t \quad (10)$$

в развернутой форме записи имеет вид

$$M_0^d = \frac{m}{\pi} M_m 2 \cos \pi/2m \sin\left(\frac{\pi}{2m} - \Delta\varphi\right) \cos(\beta_0 - \Delta\varphi) + \frac{m}{\pi} (1 + 2 \cos \pi/m) \sin \Delta\varphi \cos(\beta_0 - \Delta\varphi),$$

а комплекс и сопряженный комплекс гармонической взаимной индуктивности по оси d –

$$\dot{M}_k^d = 0,5 \cdot (M_k^{d,\cos} - jM_k^{d,\sin}), \quad M_k^{d*} = 0,5 \cdot (L_k^{d,\cos} + jM_k^{d,\sin}); \quad (11)$$

где

$$M_k^{d,\sin} = \frac{2m}{\pi} M_{af} \int_{-\pi/2m+\gamma}^{\pi/2m} \cos \varphi_{\cos}^{\sin} k \theta d\omega t + \frac{2m}{\pi} M_{af}^{\gamma} \int_{-\pi/2m}^{-\pi/2m+\gamma} \cos \varphi_{\cos}^{\sin} k \theta d\omega t; \quad (12)$$

$$M_k^{d,\cos} = \frac{2m}{\pi} M_m 2 \cos \pi/2m \sin\left(\frac{\pi}{2m} - \Delta\varphi\right) \cos(\beta_0 - \Delta\varphi) \frac{1}{4m^2 k^2 - 1} +$$

$$+ \frac{2m}{\pi} (1 + 2 \cos \pi/m) \sin \Delta\varphi \cos(\beta_0 - \Delta\varphi) \frac{1}{4m^2 k^2 - 1};$$

$$M_k^{d,\sin} = \frac{2m}{\pi} M_m 2 \cos \pi/2m \sin\left(\frac{\pi}{2m} - \Delta\varphi\right) \sin(\beta_0 - \Delta\varphi) \frac{2mk}{4m^2 k^2 - 1} +$$

$$+ \frac{2m}{\pi} (1 + 2 \cos \pi/m) \sin \Delta\varphi \sin(\beta_0 - \Delta\varphi) \frac{2mk}{4m^2 k^2 - 1}.$$

Таким образом, параметры ВД представляют собой сумму постоянных и переменных составляющих, величина и период изменения которых зависят от числа фаз обмотки якоря, угла опережения включения вентилей коммутатора, схемы самого коммутатора (одно- или двухполупериодной). В частности, выражения (1) - (12) соответствуют двухполупериодной схеме коммутатора m - фазного ВД.

Р и с. 1. Эквивалентная схема ВД в дискретно-ориентированных осях координат

Анализ выражений (1), (3), (4), (5), (7) - (9), (11), (12) показывает, что в сравнении с обычной коллекторной машиной ВД характеризуется дополнительной модуляцией параметров. Учитывая это, можно предложить эквивалентную схему замещения ВД (рис.1).

Особенностью этой схемы, которая аналогична схеме замещения коллекторного двигателя, является наличие, кроме постоянных L_a^0, M_{af}^0, R_a^0 еще и переменных $\tilde{L}_a, \tilde{M}_{af}, \tilde{R}_a$ составляющих параметров. При этом постоянные составляющие являются интегральными параметрами ВД в среднем за интервал постоянства структуры π/m . Переменные составляющие определяют мгновенные значения изменяющихся параметров. Поэтому в электромагнитную

схему ВД вводится дополнительная обмотка, соответствующая периодическому изменению индуктивности и взаимной индуктивности обмоток машин. В частности, ее индуктивное сопротивление будет определяться выражением вида

$$\omega \frac{\partial}{\partial \varphi} (L_{a\sim} \cos 2\varphi) = \chi_L(\omega t) = \chi_{L_0} + \sum_{k=1}^{\infty} \left[\dot{\chi}_{L,k} e^{jk\theta t} + \dot{\chi}_{L,k}^* e^{-jk\theta t} \right], \quad (13)$$

причем его постоянная составляющая

$$\chi_{L_0} = \omega \left(\frac{m}{\pi} L_{a\sim} \int_{-\pi/2m+\gamma}^{\pi/2m} \sin 2\varphi d\omega t + \frac{m}{\pi} L_{a\sim}^{\gamma} \int_{-\pi/2m}^{-\pi/2m+\gamma} \sin 2\varphi d\omega t \right) \quad (14)$$

в развернутой форме запишется так:

$$\begin{aligned} \chi_{L_0} = & \omega \frac{m}{\pi} 2 \cos^2 \pi/2m \cdot (L_d - L_q) \sin\left(\frac{\pi}{m} - 2\Delta\varphi\right) \sin 2(\beta_0 - \Delta\varphi) + \\ & + \omega \frac{m}{\pi} (L_d - L_q) \left(1 + 2 \cos \frac{\pi}{m}\right) \cos \frac{\pi}{2m} \sin 2\Delta\varphi \sin 2(\beta_0 - \Delta\varphi), \end{aligned}$$

а комплекс и сопряженный комплекс гармонической индуктивного сопротивления

$$\dot{\chi}_{L,k} = 0,5 \left(\chi_{L,k}^{\cos} - j \chi_{L,k}^{\sin} \right); \quad \dot{\chi}_{L,k}^* = 0,5 \left(\chi_{L,k}^{\cos} + j \chi_{L,k}^{\sin} \right) \quad (15)$$

$$\chi_{L,k}^{\sin} = \omega \frac{2m}{\pi} L_{a\sim} \int_{-\pi/2m+\gamma}^{\pi/2m} \sin 2\varphi_{\cos}^{\sin} k \theta t d\omega t + \omega \frac{2m}{\pi} L_{a\sim}^{\gamma} \int_{-\pi/2m}^{-\pi/2m+\gamma} \sin 2\varphi_{\cos}^{\sin} k \theta t d\omega t; \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \chi_{L,k}^{\cos} = & \omega \frac{m}{\pi} 2 \cos^2 \pi/2m \cdot (L_d - L_q) \sin\left(\frac{\pi}{m} - 2\Delta\varphi\right) \sin 2(\beta_0 - \Delta\varphi) \frac{1}{m^2 k^2 - 1} + \\ & + \omega \frac{m}{\pi} (L_d - L_q) \left(1 + 2 \cos \frac{\pi}{m}\right) \cos \frac{\pi}{2m} \sin 2\Delta\varphi \sin 2(\beta_0 - \Delta\varphi) \frac{1}{m^2 k^2 - 1}, \\ \chi_{L,k}^{\sin} = & \omega \frac{m}{\pi} 2 \cos^2 \pi/2m \cdot (L_d - L_q) \sin\left(\frac{\pi}{m} - 2\Delta\varphi\right) \cos 2(\beta_0 - \Delta\varphi) \frac{mk}{m^2 k^2 - 1} + \\ & + \omega \frac{m}{\pi} (L_d - L_q) \left(1 + 2 \cos \frac{\pi}{m}\right) \cos \frac{\pi}{2m} \sin 2\Delta\varphi \cos 2(\beta_0 - \Delta\varphi) \frac{mk}{m^2 k^2 - 1}. \end{aligned}$$

Сопротивление взаимной индукции по оси a будет определяться выражением вида:

$$\omega M_{af\sim} \cos \varphi = \chi_{M_0} + \sum_{k=1}^{\infty} \left[\dot{\chi}_{M,k}^a e^{jk\theta t} + \dot{\chi}_{M,k}^{*a} e^{-jk\theta t} \right], \quad (17)$$

причем его постоянная составляющая

$$\chi_{M_0} = \omega \left(\frac{m}{\pi} M_{af\sim} \int_{-\pi/2m+\gamma}^{\pi/2m} \cos \varphi d\omega t + \frac{m}{\pi} M_{af\sim}^{\gamma} \int_{-\pi/2m}^{-\pi/2m+\gamma} \cos \varphi d\omega t \right), \quad (18)$$

а комплекс и сопряженный комплекс гармонической сопротивления взаимной индукции

$$\dot{\chi}_{M,k}^a = 0,5 \cdot \left(\chi_{M,k}^{a,\cos} - j \chi_{M,k}^{a,\sin} \right); \quad \dot{\chi}_{M,k}^{*a} = 0,5 \cdot \left(\chi_{M,k}^{a,\cos} + j \chi_{M,k}^{a,\sin} \right) \quad (19)$$

причем

$$\chi_{M,k}^{a,\sin} = \omega \frac{2m}{\pi} M_{af\sim} \int_{-\pi/2m+\gamma}^{\pi/2m} \cos \varphi_{\cos}^{\sin} k \theta t d\omega t + \omega \frac{2m}{\pi} M_{af\sim}^{\gamma} \int_{-\pi/2m}^{-\pi/2m+\gamma} \cos \varphi_{\cos}^{\sin} k \theta t d\omega t, \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \text{где } \chi_{M,k}^{a,\sin} = & \omega \frac{2m}{\pi} M_m 2 \cos \pi/2m \sin\left(\frac{\pi}{2m} - \Delta\varphi\right) \sin(\beta_0 - \Delta\varphi) \frac{2mk}{4m^2 k^2 - 1} + \\ & + \omega \frac{2m}{\pi} M_m \left(1 + 2 \cos \pi/m\right) \sin \Delta\varphi \sin(\beta_0 - \Delta\varphi) \frac{2mk}{4m^2 k^2 - 1}; \\ \chi_{M,k}^{a,\cos} = & \omega \frac{2m}{\pi} M_m 2 \cos \pi/2m \sin\left(\frac{\pi}{2m} - \Delta\varphi\right) \cos(\beta_0 - \Delta\varphi) \frac{1}{4m^2 k^2 - 1} + \\ & + \omega \frac{2m}{\pi} M_m \left(1 + 2 \cos \pi/m\right) \sin \Delta\varphi \cos(\beta_0 - \Delta\varphi) \frac{1}{4m^2 k^2 - 1}. \end{aligned}$$

Сопротивление взаимной индукции по оси d будет определяться выражением вида

$$\omega \frac{\partial(M_{af\sim} \cos \varphi)}{\partial \varphi_{\sim}} = \chi_M^d(\omega t) = \sum_{k=1}^{\infty} \left[\dot{\chi}_{M,k}^d e^{jk\theta t} + \chi_{M,k}^{*d} e^{-jk\theta t} \right], \quad (21)$$

а его комплекс и сопряженный комплекс –

$$\dot{\chi}_{M,k}^d = 0,5 \cdot (\chi_{M,k}^{d,\cos} - j\chi_{M,k}^{d,\sin})^{*d}, \quad \chi_{M,k}^{*d} = 0,5 \cdot (\chi_{M,k}^{d,\cos} + j\chi_{M,k}^{d,\sin}) \quad (22)$$

где

$$\chi_{M,k}^{d,\sin} = \omega \frac{2m}{\pi} M_{af\sim} \int_{-\pi/2m+\gamma}^{\pi/2m} \sin \varphi_{\cos}^{\sin} k \theta t d\omega t + \omega \frac{2m}{\pi} M_{af\sim}^{\gamma} \int_{-\pi/2m}^{-\pi/2m+\gamma} \sin \varphi_{\cos}^{\sin} k \theta t d\omega t, \quad (23)$$

причем

$$\begin{aligned} \chi_{M,k}^{d,\cos} = & \omega \frac{2m}{\pi} M_m 2 \cos \pi/2m \sin\left(\frac{\pi}{2m} - \Delta\varphi\right) \sin(\beta_0 - \Delta\varphi) \frac{1}{4m^2 k^2 - 1} + \\ & + \omega \frac{2m}{\pi} (1 + 2 \cos \pi/m) \sin \Delta\varphi \sin(\beta_0 - \Delta\varphi) \frac{1}{4m^2 k^2 - 1}; \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned} \chi_{M,k}^{d,\sin} = & \omega \frac{2m}{\pi} M_m 2 \cos \pi/2m \sin\left(\frac{\pi}{2m} - \Delta\varphi\right) \cos(\beta_0 - \Delta\varphi) \frac{2mk}{4m^2 k^2 - 1} + \\ & + \omega \frac{2m}{\pi} (1 + 2 \cos \pi/m) \sin \Delta\varphi \cos(\beta_0 - \Delta\varphi) \frac{2mk}{4m^2 k^2 - 1}. \end{aligned} \quad (25)$$

Отметим, что гармонические ряды (13) и (17) содержат постоянные составляющие, поскольку их содержат первообразные функции координаты φ . В то же время ряд (21) не содержит постоянной составляющей из-за отсутствия ее в первообразной функции координаты φ .

Рассмотрим уравнения электрического равновесия ВД с электромагнитным возбуждением в дискретно-ориентированных осях.

Выражения параметров (1) - (12) и (13) - (25) позволяют сформировать развернутую систему дифференциальных уравнений электрического равновесия ВД:

$$\begin{aligned} & \left[\tilde{L}_0 + \sum_{k=1}^{\infty} \left(\dot{L}_k e^{jk\theta t} + L_k^{*} e^{-jk\theta t} \right) \right] \frac{di_a}{dt} + \left[R_a + \chi_{L_0} + \sum_{k=1}^{\infty} \left(\dot{\chi}_{L,k} e^{jk\theta t} + \chi_{L,k}^{*} e^{-jk\theta t} \right) \right] i_a + \\ & + \left[M_0^a + \sum_{k=1}^{\infty} \left(\dot{M}_k^a e^{jk\theta t} + M_k^{*a} e^{-jk\theta t} \right) \right] \frac{di_f}{dt} + \left[\chi_{M_0} + \sum_{k=1}^{\infty} \left(\dot{\chi}_{M,k}^a e^{jk\theta t} + \chi_{M,k}^{*a} e^{-jk\theta t} \right) \right] i_f = U_a; \quad (26) \\ & L_f \frac{di_a}{dt} + R_f i_f + \left[M_0^d + \sum_{k=1}^{\infty} \left(\dot{M}_k^d e^{jk\theta t} + M_k^{*d} e^{-jk\theta t} \right) \right] \frac{di_a}{dt} + \left[\sum_{k=1}^{\infty} \left(\dot{\chi}_{M,k}^d e^{jk\theta t} + \chi_{M,k}^{*d} e^{-jk\theta t} \right) \right] i_a = U_f. \end{aligned}$$

Анализируя полученную систему дифференциальных уравнений, можно видеть, что напряжение источника питания якорной цепи включает в себя:

а) падение напряжения на индуктивности обмотки якоря от изменения тока, потребляемого двигателем;

б) падение напряжения на активном сопротивлении обмотки якоря и ЭДС самоиндукции, которая имеет место в случае явнополюсного двигателя;

в) трансформаторную ЭДС, связанную с пульсациями тока возбуждения;

г) ЭДС вращения, наведенную в обмотке якоря магнитным полем индуктора.

Напряжение контура возбуждения включает:

а) падение напряжения на индуктивности обмотки возбуждения от изменения тока в ней;

б) падение напряжения на активном сопротивлении обмотки возбуждения;

в) трансформаторную ЭДС, обусловленную пульсациями тока якоря;

г) переменную составляющую ЭДС вращения.

Следует заметить, что произведение $\chi_{M_0} i_f$ в первом уравнении системы (26) представляет собой противо-ЭДС, которая аналогична ЭДС вращения в коллекторной машине постоянного

тока. Данная система дифференциальных уравнений полностью описывает ВД постоянного тока, учитывая при этом модуляцию параметров машины, которая обусловлена малым числом фаз якоря и дискретным характером работы вентильного коммутатора. Она имеет периодические коэффициенты при неизвестных токах, вследствие чего точное аналитическое решение ее представляется сложной математической задачей, поскольку к настоящему времени систематическая теория решения дифференциальных уравнений с периодическими коэффициентами не разработана.

Возможно численное решение на ЭВМ с достаточной степенью точности. Однако такое решение можно получить отдельно для каждой конкретной машины со значительными затратами машинного времени.

Решение системы дифференциальных уравнений (26) сводится, как известно, к определению функций токов, протекающих в обмотках якоря и возбуждения. Аналитический метод решения следует считать более предпочтительным перед численным методом, поскольку в этом случае появляется возможность исследования и сравнительного анализа электрических машин в достаточно широком диапазоне мощностей.

Далее представлен метод приближенного аналитического решения дифференциальных уравнений с периодическими коэффициентами применительно к вентильным двигателям с искусственной коммутацией [1,5,6,7,9] при допущении мгновенности коммутации.

Этот метод основан на теории систем с переменными параметрами, базирующейся на использовании уравнений типа Хилла. Он развит применительно к электрическим цепям в работах [8,10,11]. Сходимость рядов Фурье, описывающих параметры ВД, дает основание использовать эти ряды при преобразовании дифференциальных уравнений (26) и перейти в результате к рекуррентным уравнениям с дальнейшим решением систем алгебраических уравнений.

Одним из существенных моментов при решении (26) является определение вида решения. Как показано в [1] и подтверждено экспериментальными исследованиями, вынужденные составляющие токов якоря и возбуждения, определяющие установившейся режим работы ВД, являются периодическими функциями и могут быть записаны в виде

$$i_a = I_a^0 + \sum_{S=1}^{\infty} I_a^S \cos(S\theta t + \varphi_a^S); i_f = I_f^0 + \sum_{S=1}^{\infty} I_f^S \cos(S\theta t + \varphi_f^S).$$

Представим эти ряды в комплексной форме записи:

$$i_a = 0,5 \sum_{S=-\infty}^{\infty} \left[\dot{I}_a^S e^{jS\theta t} + \dot{I}_a^{S*} e^{-jS\theta t} \right]; i_f = 0,5 \sum_{S=-\infty}^{\infty} \left[\dot{I}_f^S e^{jS\theta t} + \dot{I}_f^{S*} e^{-jS\theta t} \right], \quad (27)$$

где $\dot{I}_a^S = I_a e^{j\varphi_a^S}; \dot{I}_f^S = I_f e^{j\varphi_f^S}; \dot{I}_a^{S*} = I_a e^{-j\varphi_a^S}; \dot{I}_f^{S*} = I_f e^{-j\varphi_f^S}$.

Здесь индексы a и f указывают на принадлежность амплитуд токов к контурам якоря и индуктора соответственно.

Правые части уравнений системы (26), представляющие собой напряжения, приложенные к контурам якоря и возбуждения, можно записать в виде

$$U_a = 0,5 [U_a e^{jS\theta t} + U_a e^{-jS\theta t}]; U_f = 0,5 [U_f e^{jS\theta t} + U_f e^{-jS\theta t}] \quad (28)$$

Следует отметить, что для ВД, обмотки которого подключены к зажимам источников постоянного напряжения, справедливы соотношения

$$U_a = 0, U_f = 0 \quad \text{при} \quad S \neq 0; U_a \neq 0, U_f \neq 0 \quad \text{при} \quad S = 0. \quad (29)$$

В формуле (27) представлены по два взаимно сопряженных комплексных числа. Решение системы (26) следует искать для вещественных составляющих токов и, следовательно, при учете только вещественных составляющих напряжений.

После подстановки (27) и (28) в (26), получим следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} & \sum_{S=-\infty}^{\infty} \left[jS\theta \left(L_0 \dot{I}_a^S e^{jS\theta t} + \dot{I}_a^S \sum_{k=1}^{\infty} \dot{L}_k e^{j(S+k)\theta t} + \dot{I}_a^S \sum_{k=1}^{\infty} \dot{L}_k^* e^{j(S-k)\theta t} \right) + \right. \\ & + (R_a + \chi_{L_0}) \dot{I}_a^S e^{jS\theta t} + \dot{I}_a^S \sum_{k=1}^{\infty} \dot{\chi}_{L,k} e^{j(S+k)\theta t} + \dot{I}_a^S \sum_{k=1}^{\infty} \dot{\chi}_{L,k}^* e^{j(S-k)\theta t} + \\ & \left. + jS\theta \left(M_0^a \dot{I}_f^S e^{jS\theta t} + \dot{I}_f^S \sum_{k=1}^{\infty} \dot{M}_k^a e^{j(S+k)\theta t} + \dot{I}_f^S \sum_{k=1}^{\infty} \dot{M}_k^{a*} e^{j(S-k)\theta t} \right) + \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + \chi_{M_0} \dot{I}_f^S e^{jS\theta t} + \dot{I}_f^S \sum_{k=1}^{\infty} \dot{\chi}_{M,k}^a e^{j(S+k)\theta t} + \dot{I}_f^S \sum_{k=1}^{\infty} \chi_{M,k}^{a*} e^{j(S-k)\theta t} \Big] = U_a e^{jS\theta t}; \\
& \sum_{S=-\infty}^{\infty} [js\theta L_f \dot{I}_f^S e^{jS\theta t} + R_f \dot{I}_f^S e^{jS\theta t} + js\theta M_0^d \dot{I}_a^S e^{jS\theta t} + js\theta \dot{I}_a^S \sum_{k=1}^{\infty} \dot{M}_k^d e^{j(S+k)\theta t} + \\
& + js\theta \dot{I}_a^S \sum_{k=1}^{\infty} \dot{M}_k^d e^{j(S-k)\theta t} + \dot{I}_a^S \sum_{k=1}^{\infty} \dot{\chi}_{M,k}^d e^{j(S+k)\theta t} + \dot{I}_a^S \sum_{k=1}^{\infty} \chi_{M,k}^{d*} e^{j(S-k)\theta t}] = U_f e^{jS\theta t}. \quad (30)
\end{aligned}$$

Во втором, пятом, восьмом, одиннадцатом слагаемых первого уравнения заменим S на $S' = S - k$, а в третьем, шестом, девятом, двенадцатом слагаемых — на $S'' = S + k$.

Во втором уравнении замену S на $S' = S + k$ проведем в четвертом и шестом слагаемых, а в пятом и седьмом слагаемых заменим S на $S'' = S + k$. В результате после преобразований получим

$$\begin{aligned}
& \sum_{S=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} \left\{ [j(S-k)\theta \dot{L}_k + \dot{\chi}_{L,k}^*] \dot{I}_a^{(S-k)} + [j(S-k)\theta \dot{M}_k^a + \dot{\chi}_{M,k}^a] \dot{I}_f^{(S-k)} + (js\theta L_0 + R_a + \chi_{L_0}) \dot{I}_a^S + \right. \\
& + (js\theta M_0^a + \chi_{M_0}) \dot{I}_f^S + \left. \left[j(S+k)\theta \dot{L}_k^* + \chi_{L,k}^{*} \right] \dot{I}_a^{(S+k)} + \left[j(S+k)\theta \dot{M}_k^a + \chi_{M,k}^{*} \right] \dot{I}_f^{(S+k)} \right\} e^{jS\theta t} = U_a e^{jS\theta t}; \\
& \sum_{S=-\infty}^{\infty} \sum_{k=1}^{\infty} \left\{ [j(S-k)\theta \dot{M}_k^d + \dot{\chi}_M^d] \dot{I}_a^{(S-k)} + js\theta M_k^d \dot{I}_a^S + (js\theta L_f + R_f) \dot{I}_f^S + \right. \\
& + \left. \left[j(S+k)\theta \dot{M}_k^{d*} + \chi_{M,k}^{d*} \right] \dot{I}_a^{(S+k)} \right\} e^{jS\theta t} = U_f e^{jS\theta t}. \quad (31)
\end{aligned}$$

Отметим, что в (30) проведена замена не только индекса S , как это сделано в [1], но и индекса S , стоящего перед коэффициентами уравнений.

Так как система (31) должна удовлетворять произвольным значениям t , ее можно представить в виде следующих рекуррентных уравнений:

$$\begin{aligned}
& \dot{\chi}_L^{S,k} \dot{I}_a^{(S-k)} + \dot{\chi}_{M,a}^{S,k} \dot{I}_f^{(S-k)} + Z_L^S \dot{I}_a^S + \chi_{M,a}^S \dot{I}_f^S + \chi_L^{S,k} \dot{I}_a^{(S+k)} + \chi_{M,a}^{S,k} \dot{I}_f^{(S+k)} = U_a; \\
& \dot{\chi}_{M,d}^{S,k} \dot{I}_a^{(S-k)} + \chi_{M,d}^S \dot{I}_a^S + Z_f^S \dot{I}_f^S + \chi_{M,d}^{S,k} \dot{I}_a^{(S+k)} = U_f, \quad (32)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \text{где } \dot{\chi}_L^{S,k} = j(S-k)\theta \dot{L}_k + \dot{\chi}_{L,k}^*; \quad \chi_L^{S,k} = j(S+k)\theta \dot{L}_k + \chi_{L,k}^*; \quad \dot{\chi}_{M,a}^{S,k} = j(S-k)\theta \dot{M}_k^a + \dot{\chi}_{M,k}^a; \\
& \chi_{M,a}^{S,k} = j(S+k)\theta \dot{M}_k^a + \chi_{M,k}^a; \quad Z_L^S = js\theta L_0 + R_a + \chi_{L_0}; \quad \chi_{M,d}^{S,k} = j(S+k)\theta \dot{M}_k^d + \chi_{M,k}^d; \\
& \dot{\chi}_{M,d}^{S,k} = j(S-k)\theta \dot{M}_k^d + \dot{\chi}_{M,k}^d; \quad \chi_{M,d}^S = js\theta M_0^d; \quad \chi_{M,a}^S = js\theta M_0^a + \chi_{M_0}; \quad Z_f^S = js\theta L_f + R_f.
\end{aligned}$$

Здесь индекс k принимает все значения натурального ряда ($k=1,2,3,\dots,\infty$), а S принимает значения всего целочисленного ряда, в том числе и нуля ($S=-\infty, \dots, -2, -1, 0, 1, 2, \dots, \infty$).

Система рекуррентных уравнений (32) распадается в систему алгебраических уравнений произвольного порядка. В результате ее решения определяются комплексные амплитуды как постоянных, так и переменных составляющих токов, протекающих по обмоткам якоря и возбуждения ВД.

Систему алгебраических уравнений ВД произвольного порядка удобно представить в матричной форме, после чего ее решение на ЭВМ можно получить с любой заранее заданной точностью.

$\dot{z}_L^{-2}$	$\dot{\chi}_{M,g}^{-2}$	$\dot{\chi}_L^{-2,1}$	$\dot{\chi}_{M,a}^{-2,1}$	$\dot{z}_L^{-2,2}$	$\dot{\chi}_{M,a}^{-2,2}$	$\dot{\chi}_L^{-2,3}$	$\dot{\chi}_{M,a}^{-2,3}$	$\dot{z}_L^{-2,4}$	$\dot{\chi}_{M,a}^{-2,4}$	$\dot{I}_a^{-2}$	0
$\dot{\chi}_{M,d}^{-2}$	$\dot{z}_f^{-2}$	$\dot{\chi}_{M,d}^{-2,1}$	0	$\dot{\chi}_{M,d}^{-2,2}$	0	$\dot{\chi}_{M,d}^{-2,3}$	0	$\dot{\chi}_{M,d}^{-2,4}$	0	$\dot{I}_f^{-2}$	0
$\dot{\chi}_L^{-1,1}$	$\dot{\chi}_{M,a}^{-1,1}$	$\dot{z}_L^{-1}$	$\dot{\chi}_{M,a}^{-1}$	$\dot{\chi}_L^{-1,2}$	$\dot{\chi}_{M,a}^{-1,2}$	$\dot{\chi}_L^{-1,3}$	$\dot{\chi}_{M,a}^{-1,3}$	$\dot{\chi}_L^{-1,4}$	$\dot{\chi}_{M,a}^{-1,4}$	$\dot{I}_a^{-1}$	0
$\dot{\chi}_{M,d}^{-1,1}$	0	$\dot{\chi}_{M,d}^{-1}$	$\dot{z}_f^{-1}$	$\dot{\chi}_{M,d}^{-1,2}$	0	$\dot{\chi}_{M,d}^{-1,3}$	0	$\dot{\chi}_{M,d}^{-1,4}$	0	$\dot{I}_f^{-1}$	0
$\dot{\chi}_L^{0,2}$	$\dot{\chi}_{M,a}^{0,2}$	$\dot{\chi}_L^{0,1}$	$\dot{\chi}_{M,a}^{0,1}$	$\dot{z}_L^0$	$\dot{\chi}_{M,a}^0$	$\dot{\chi}_L^{0,3}$	$\dot{\chi}_{M,a}^{0,3}$	$\dot{\chi}_L^{0,4}$	$\dot{\chi}_{M,a}^{0,4}$	$\dot{I}_a^0$	U_a
$\dot{\chi}_{M,d}^{0,2}$	0	$\dot{\chi}_{M,d}^{0,1}$	0	$\dot{\chi}_{M,d}^0$	$\dot{z}_f^0$	$\dot{\chi}_{M,d}^{0,3}$	0	$\dot{\chi}_{M,d}^{0,4}$	0	$\dot{I}_f^0$	U_f
$\dot{\chi}_L^{1,3}$	$\dot{\chi}_{M,a}^{1,3}$	$\dot{\chi}_L^{1,2}$	$\dot{\chi}_{M,a}^{1,2}$	$\dot{\chi}_L^{1,1}$	$\dot{\chi}_{M,a}^{1,1}$	$\dot{z}_L^1$	$\dot{\chi}_{M,a}^1$	$\dot{\chi}_L^{1,4}$	$\dot{\chi}_{M,a}^{1,4}$	$\dot{I}_a^1$	0
$\dot{\chi}_{M,d}^{1,3}$	0	$\dot{\chi}_{M,d}^{1,2}$	0	$\dot{\chi}_{M,d}^{1,1}$	0	$\dot{\chi}_{M,d}^1$	$\dot{z}_f^1$	$\dot{\chi}_{M,d}^{1,4}$	0	$\dot{I}_f^1$	0
$\dot{\chi}_L^{2,4}$	$\dot{\chi}_{M,a}^{2,4}$	$\dot{\chi}_L^{2,3}$	$\dot{\chi}_{M,a}^{2,3}$	$\dot{\chi}_L^{2,2}$	$\dot{\chi}_{M,a}^{2,2}$	$\dot{\chi}_L^{2,1}$	$\dot{\chi}_{M,a}^{2,1}$	$\dot{z}_L^2$	$\dot{\chi}_{M,a}^2$	$\dot{I}_a^2$	0
$\dot{\chi}_{M,d}^{2,4}$	0	$\dot{\chi}_{M,d}^{2,3}$	0	$\dot{\chi}_{M,d}^{2,2}$	0	$\dot{\chi}_{M,d}^{2,1}$	0	$\dot{\chi}_{M,d}^2$	$\dot{z}_f^2$	$\dot{I}_f^2$	0

$$\begin{bmatrix} \dot{I}_a^{-2} \\ \dot{I}_f^{-2} \\ \dot{I}_a^{-1} \\ \dot{I}_f^{-1} \\ \dot{I}_a^0 \\ \dot{I}_f^0 \\ \dot{I}_a^1 \\ \dot{I}_f^1 \\ \dot{I}_a^2 \\ \dot{I}_f^2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ U_a \\ U_f \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \quad (33)$$

Составляющие токов якоря и возбуждения вычисляются как

$$I_{a,f}^S = \frac{D_{a,f}^S}{D^S}. \quad (34)$$

Здесь D^S - определитель системы (33); $D_{a,f}^S$ - определитель, полученный заменой соответствующего столбца правой частью системы (33) из определителя D^S . D^S и $D_{a,f}^S$ числовые определители произвольного порядка, элементами которых являются коэффициенты сходящегося ряда Фурье. Применительно к ВД эти коэффициенты определяются конструктивными параметрами машины и зависят, кроме того, от режима работы двигателя – частоты вращения и угла опережения включения вентилей.

Как показано в [10], наибольшее влияние на величину вычисленного определителя оказывает центральная компонента (нулевое приближение) вида:

$$D^0 = \begin{vmatrix} z_L^0 & \chi_{M,a}^0 \\ 0 & z_f^0 \end{vmatrix}. \quad (35)$$

Она учитывает только постоянные составляющие параметров ВД, являющиеся усредненными интегральными характеристиками машины. При учете только нулевого приближения можно получить для m -фазной машины достаточно простые аналитические выражения постоянных составляющих токов якоря и возбуждения:

$$I_a^0 = \frac{U_a - I_f^0 \omega M_m \frac{2m}{\pi} \sin \frac{\pi}{m} \cos \beta_0}{R_a + \omega (L_d - L_q) \frac{4m}{\pi} \cos^2 \frac{\pi}{2m} \sin \frac{\pi}{m} \sin 2\beta_0}; \quad (36)$$

$$I_f^0 = \frac{U_f}{R_f}. \quad (37)$$

Полученные формулы почти полностью совпадают с выражениями, приведенными в [12], в которых ВД также рассматривается с позиций машин постоянного тока. Это совпадение косвенно подтверждает правомерность предложенного метода исследования электромагнитных процессов в ВД. Отличие заключается в том, что в предложенных выражениях знак угла β_0 зависит от того, какая коммутация (опережающая или запаздывающая) имеет место при работе ВД.

Опережающая коммутация, которая является предпочтительной при работе ВД, предопределяет отрицательное значение угла β_0 , поэтому перед второй компонентой в знаменателе (36) появится знак минус и при той же частоте вращения ток якоря явнополюсного двигателя будет больше аналогичного ему неявнополюсного. Это подтверждается и рассмотрением процесса электромеханического преобразования энергии: при опережающей коммутации реактивная составляющая момента, создаваемая явнополюсным ротором, является отрицательной и, следовательно, при прочих равных условиях ток в таком двигателе должен быть увеличен.

Выражения (36) и (37) корректно описывают функционирование ВД. Однако они являются приближенными и могут быть уточнены при решении определителей более высокого ранга.

Экспериментальное исследование гармонического состава токов якоря и возбуждения проводилось с помощью анализатора гармоник.

Анализ результатов эксперимента, который проводился для двух режимов работы двигателя (холостого хода и номинальной нагрузки) при различных β , показал, что частотный спектр составляющих полностью совпадает с расчетным спектром, а различие имеет место лишь в величине этих составляющих.

При этом наибольшее отличие составляющих тока якоря получается при положительных углах β в номинальном режиме высокого порядка. При отрицательных углах β различие между расчетом и экспериментом не превышает $8\pm 10\%$. Такое положение объясняется тем, что предложенная математическая модель не учитывает влияние угла коммутации γ и работу коммутирующего узла, ток которого в момент коммутации протекает по обмотке якоря. Поскольку при больших отрицательных углах β выключение вентиля происходит в основном за счет противо-ЭДС двигателя, величина коммутационного тока незначительна, чем и объясняется лучшая сходимость результата расчета и эксперимента.

Что касается тока возбуждения, то здесь можно отметить еще лучшую сходимость результатов, которая (как и для тока якоря) тем выше, чем меньше β . Это объясняется тем, что по контуру возбуждения не протекает коммутирующий ток, влияние его на i_f определяется трансформаторными ЭДС, которые наиболее заметно проявляются при положительных β .

Отличие расчетных значений постоянной составляющей тока якоря I_0 , определенных по указанному методу, от экспериментальных значений для $\beta = 0$ и $\beta = -30^\circ$ показано на рис.2 и 3. Как видно из этих зависимостей, расчетные кривые (пунктирные линии) имеют прямолинейный характер, в то время как экспериментальные кривые отклоняются от прямой линии в сторону больших ординат при больших нагрузках двигателя. Такое отклонение обусловлено, очевидно, размагничивающим действием поперечной составляющей реакции якоря в насыщенной машине, которая при расчете мгновенных значений не учитывалась.

При $\beta = -30^\circ$ расчетная кривая отличается тем, что появляющаяся продольная составляющая реакции якоря размагничивает машину, выводя ее рабочую зону на ненасыщенный прямолинейный участок кривой намагничивания. Кроме того, для одних и тех же нагрузок влияние поперечной составляющей реакции якоря сказывается слабее за счет относительного уменьшения ее при отрицательных значениях β .

Р и с. 2. Рабочая характеристика тока якоря ВД при нейтральной коммутации ($\beta=0$):
контурная линия - эксперимент;
пунктирная линия - расчет

Р и с. 3. Рабочая характеристика тока якоря ВД при опережающей коммутации ($\beta = -30^\circ$):
контурная линия - эксперимент;
пунктирная линия - расчет

В общем случае погрешность между расчетными и экспериментальными значениями постоянных составляющих токов получается вполне удовлетворительной и для номинальных нагрузок двигателя не превышает $8\pm 12\%$.

Зависимости пульсаций тока якоря и возбуждения, снятые экспериментально, хорошо согласуются с расчетными данными как в количественном, так и в качественном отношении. Такое совпадение говорит о правомерности предложенного метода исследования вентильного двигателя.

Пренебрежение углом коммутации γ в некоторых случаях представляется вполне обоснованным, так как, например, в режиме холостого хода значение γ при изменении β от $+15^\circ$ до -30° составило соответственно от 4° до 2° . При номинальной нагрузке величина γ равнялась 12° при $\beta=15^\circ$, 8° при $\beta=0^\circ$, 7° при $\beta=-7^\circ$, 4° при $\beta=-30^\circ$.

Таким образом, в ряде режимов работы вентильного двигателя величина угла коммутации γ на порядок меньше времени работы клапанов, что позволяет с достаточной степенью точности принять допущение о мгновенности коммутации.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Зиннер Л. Я., Скороспешкин А. И. Вентильные двигатели постоянного и переменного тока. М.: Энергоиздат, 1981. 136 с.
2. Уайт Д., Вудсон Г. Электромеханическое преобразование энергии. Перев. с англ. М.: Энергия, 1964. 528 с.
3. Леви Э. Панцер М. Электромеханическое преобразование энергии. Перев. с англ. М.: Мир, 1969. 224 с.
4. Грузов А. И. Методы математического исследования электрических машин. М.-Л.: ГЭИ, 1953. 264 с.
5. Зиннер Л. Я. Электрические машины с управляемым коммутатором // Электрические машины / Сб. науч. тр. Куйб. политехн. ин-т. Куйбышев. 1975. Вып. 2. С. 40 – 50.
6. Зиннер Л. Я., Скороспешкин А. И., Высоцкий В. Е., Каретный В. Д. Электромагнитные процессы в вентильном двигателе постоянного тока // Бесконтактные электрические машины постоянного тока: Тез. докл. II-ой Всесоюз. конф. 28 – 30 окт. 1975, М.: МАИ, 1975. с. 17.
7. Высоцкий В. Е., Зиннер Л. Я., Скороспешкин А. И., Белоусов В. И. Моделирование вентильных преобразователей частоты и числа фаз при работе на пассивную нагрузку и на противо-э.д.с. // Тиристорные преобразователи частоты для индукционного нагрева металлов / Межвуз. темат. сб. науч. тр. Уфимск. авиац. ин-т. Уфа. 1978. №. 8. С. 79 – 82.
8. Тафт В. А. Спектральные методы расчета нестационарных цепей и систем. М.: Энергия, 1978. 272 с.
9. Высоцкий В. Е. Электромагнитные процессы в бесколлекторном электроприводе постоянного тока // Машинно-вентильные системы, коммутация коллекторных электрических машин / Межвуз. (межвед.) сб. науч. тр. Куйб. политехн. ин-т. Куйбышев. 1981. С. 71 – 76.
10. Тафт В. А. Основы спектральной теории и расчет цепей с переменными параметрами. М.: Наука, 1964. 260 с.
11. Тафт В. А. Электрические цепи с переменными параметрами. М.: Энергия, 1968. 327 с.
12. Лутидзе Ш. И., Михневич Г. В., Тафт В. А. Введение в динамику синхронных машин и машинно-полупроводниковых систем. М.: Наука, 1973. 338 с.

Поступила 20.09.2004 г.
После переработки 21.01.2005 г.

УДК 622.241:532.526.4

В.И. Попков, С.В. Зацепина, В.П. Шакин

ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФИЛЬТРАЦИИ ПРИ МАЛЫХ ЗНАЧЕНИЯХ КАПИЛЛЯРНОГО ЧИСЛА

Рассматривается вопрос об уточнении гидродинамических моделей реальных пластов путем учета зависимости относительных фазовых проницаемостей от скорости фильтрации. Приводятся результаты лабораторных исследований, проведенных в этом направлении. Показывается, что введение таких зависимостей с помощью математических корреляций повышает адекватность гидродинамических моделей, особенно вне зоны дренирования, в областях малых скоростей

Для успешного решения сложной проблемы повышения нефтеизвлечения необходимо детальное изучение влияния различных геолого-промысловых факторов на эффективность разработки нефтяных месторождений. К числу основных природных факторов следует отнести: неоднородность пластов, соотношение вязкостей нефти и вытесняющей жидкости в пластовых условиях, структурно-механические свойства нефтей, смачиваемость породы насыщенными ее жидкостями, структуру пористой среды и др. Последние два параметра характеризуют величину капиллярного давления и относительные проницаемости. Такие параметры разработки нефтяных месторождений, как плотность сетки скважин и скорость вытеснения нефти из пласта могут меняться в довольно широких пределах, и в зависимости от конкретных условий выбираются оптимальные их значения. Учитывая, что различные факторы, влияющие на эффективность разработки, находятся в сложной взаимосвязи, большую ценность представляют численные методы моделирования процессов фильтрации флюидов, использующие геолого-промысловые данные. Обобщение опыта моделирования разработки нефтяных месторождений дает ценную информацию о количественном влиянии отдельных факторов на нефтеотдачу.