

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ
ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

ՏԵԴԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ

АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ՏԵԽՆԻԿԱԿԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՍԵՐԻԱ
СЕРИЯ ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК

ԽՐԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒՆԳՐԱ

Ալոնց Հ. Տ., Ալեքսեևսկի Վ. Վ., Եղիազարյան Ի. Վ., Կապան
Մ. Վ. (պատ. խմբագիր), Նազարով Ա. Գ., Սիմոնով Բ. Զ.,
Փիլաջյան Վ. Վ. (պատ. խմբագիր անդամներ)

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Адонц Г. Т., Алексеевский В. В., Егiazаров И. В., Касьян
М. В. (ответ. редактор), Назаров А. Г., Пинаджян В. В.
(зам. отв. редактора), Симонов М. З.

И. Г. ТАРАНЯН

ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ В ЦЕЛЬНОКАТАНОЙ ОРЕБРЕННОЙ ТРУБЕ

Гидродинамическое сопротивление оребренных цельнокатаных труб существенно отличается от сопротивления для труб с гладкой поверхностью. Загнанный вопрос для оребренных цельнокатаных труб был изучен недостаточно, и в связи с чем в течение 1962—1963 годов в ВНИИКЭ автором были проведены экспериментальные исследования коэффициента гидродинамического сопротивления оребренных алюминиевых цельнокатаных трубок, широко применяющихся в охладителях электрических машин и теплосиловых установках (рис. 1).

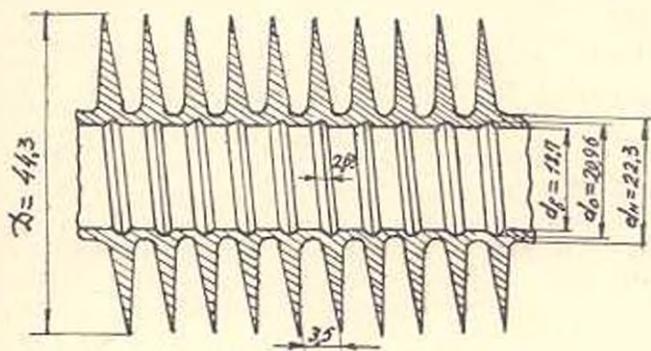


Рис. 1. Оребренная труба.

На рис. 2 показана схема экспериментальной установки. Рабочий участок установки состоял из цельнокатаной алюминиевой оребренной трубы внутренним диаметром $d_n = 18,7$ мм, с толщиной стенки базовой трубки 1,8 мм и цельнотянутой стальной трубы внутренним диаметром $D_0 = 80$ мм. Оребренная труба помещалась внутри стальной и центрировалась в четырех местах. Длина рабочего участка трубопровода изменялась в пределах $l = 825 - 2836$ мм. Для стабилизации потока в качестве входного участка применялась такая же труба с винтообразной канавкой, длина ее изменялась в пределах $l_{вх} = (20 \div 47) d_n$. С целью сопоставления результатов опыты проводились и на технической гладкой трубе. На экспериментальной трубе равномерно по всей длине на расстоянии 428 мм было предусмотрено пять щелевых отверстий с размерами 5×1 мм для ввода трубок Пито. Для проверки статического давления у стенки в этих же сечениях на расстоянии одной четверти окружно-

сти дополнительно сверлились отверстия диаметром 0,3 мм. К отверстиям припаивались штуцеры, которые выводились через стенку наружной трубы и уплотнялись сальниками. Трубки Пито были изготовлены из медицинских игл с наружным диаметром 1 мм и внутренним диаметром

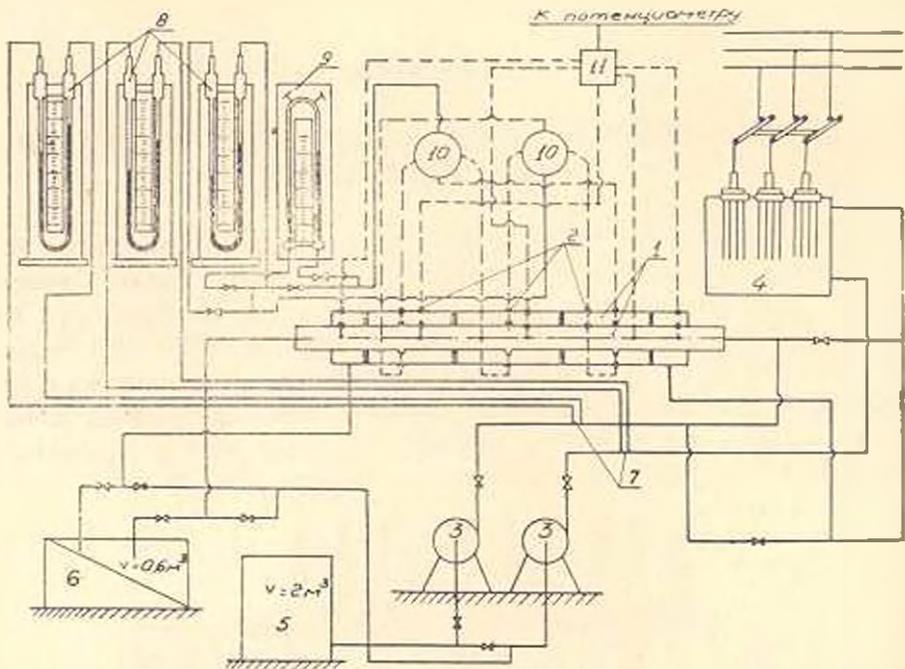


Рис. 2. Схема экспериментальной установки: 1. Рабочий участок установки; 2. точки замера давлений, скоростей и температур; 3. насосы центробежные; 4. электрический нагреватель; 5. питательный бак; 6. мерный бак; 7. мерные шайбы; 8. дифманометры ДТ-50; 9. дифманометр воздушный; 10. переключатели давления; 11. переключатель термомар.

0,3+0,4 мм. Скоростные трубки и иглы в верхней части соединялись со специально изготовленными координатками с микрометрическими винтами, обеспечивающими перемещение трубок по сечению с отсчетом в 0,01 мм. Соединение трубок с микрометрами было осуществлено специальными зажимами, которые давали возможность присоединять трубки Пито раздельно. К рабочему участку трубы (внутренней трубе и междутрубному кольцевому пространству) был обеспечен подвод воды двумя центробежными насосами 3.

Схема установки позволила подачу горячей воды во внутреннюю трубу и в междутрубное пространство, чем изменялось направление теплового потока в опытной трубе. Для нагревания воды был изготовлен электродный электронагреватель 4 трехфазного тока, мощностью 10 50 кВт. Расход воды во внутренней и в наружной трубе определяется мерными диафрагмами 7, присоединенные к дифманометрам 8 типа ДТ-50. Тарировка диафрагмы проводилась мерным баком 6 с наклонным водомерным стеклом. Трубки Пито и трубки отбора статического давле-

ния были присоединены к переключателям 10, каждый из которых присоединялся к ртутному дифманометру 8 (в случае замера больших перепадов давлений), или к П-образному дифманометру 9 с воздушным заполнением верхнего пространства (в случае замера малых перепадов давлений). Такая схема позволила замерять скоростной напор в любой точке каждого сечения, а также проводить опыты при изотермическом и не изотермическом потоках. Для замера температуры потока внутри потока по игле вводились термодпары, причем головки спая были выведены наружу, а проводники в трубке заливались лаком. Термодпары через щеточный переключатель 11 типа ПМТ, в случае необходимости, соединялись с потенциометром. С целью достаточно точного измерения поля температур в турбулентном потоке был применен потенциометр первого класса точности типа КЭЛ-48. Замер температур в потоке проводился в пяти точках — центрах равновеликих площадей.

Средняя температура в сечении жидкости определялась по формуле:

$$T_{cp} = \frac{\sum_{i=1}^5 \bar{W} \cdot T}{\sum_{i=1}^5 \bar{W}}$$

где \bar{W} — усредненная для двух симметричных точек скорость, в центрах равновеликих площадей;

T — температура в этих же точках.

Эксперименты проводились при турбулентном режиме течения ($Re = 5 \cdot 10^3 - 2 \cdot 10^5$) и постоянной температуре воды $15^\circ C$, которая поддерживалась при помощи холодильников. Коэффициент гидравлического сопротивления участка 1 определялся по формуле:

$$\lambda_{гр} = \frac{2\Delta P_l d_s}{\rho W^2 l} \quad (1)$$

где ΔP_l — сопротивление трения в данном участке, $кг/см^2$;

ρ — плотность воды, $кг \cdot сек^2/м^3$;

\bar{W} — средняя скорость движения потока, $м/сек$;

l — длина опытного участка трубы, $м$;

d_s — внутренний диаметр трубы по выступам, $м$.

Опытные данные обрабатывались в виде зависимости, приведенной в логарифмической системе координат на рис. 3. Величина коэффициента $\lambda_{гр}$ в основном зависит от числа Re и степени шероховатости. Величина шероховатости для данной трубы характеризуется средней высотой выступов между винтовыми канавками. На этом же графике представлены результаты опыта на гладкой трубе того же размера и на шероховатой трубе [1]. Как видно из графика коэффициент гидравлического сопротивления гладкой трубы значительно ниже, чем для трубы с винтообразными канавками. Экспериментальные точки имеют разброс от

осредненных в пределах $\pm 4\%$. Опытные данные можно аппроксимировать прямой, показанной на рис. 3. Эта прямая описывается уравнением

$$\lambda_{тр} = 0,154 Re^{-0,11} \quad (2)$$

при $5 \cdot 10^3 \leq Re \leq 2 \cdot 10^5$, где $Re = \frac{d_s \cdot W}{\nu}$.

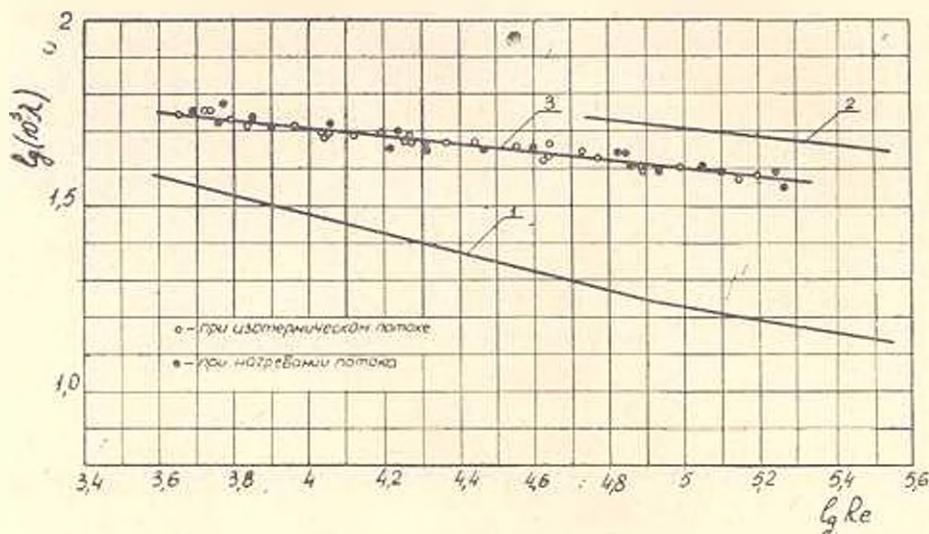


Рис. 3. График зависимости коэффициента гидравлического сопротивления от числа Рейнольдса; 1 — для технической гладкой трубы; 2 — для трубы с винтообразной канавкой (опыты автора); 3 — опытные данные Стасюлявичуса И. К. и других

Для гладкой трубы коэффициент гидравлического сопротивления можно определить по формуле

$$\lambda_{тр} = \frac{0,323}{Re^{0,25}} \quad (3)$$

которая мало отличается от формулы Блазиуса для гладкой трубы [2, 3].

Как видно из рис. 3 разница между данными Стасюлявичуса И. К. и экспериментальным результатом автора составляет $20 + 25\%$, поэтому при проектировании теплообменных аппаратов может быть рекомендована формула (2). Зависимости (2) и (3) получены при изотермическом течении потока жидкости. Эксперименты были проведены также при неизотермическом течении потока, при котором физические свойства жидкости, главным образом, ее вязкость и плотность изменялись под влиянием температурного поля. В условиях неизотермического течения происходит изменение гидравлической структуры потока за счет основного установившегося ламинарного и турбулентного движения, вызываемого свободной конвекцией и возмущенного вынужденного движения, создаваемого винтообразными канавками внутри трубы. Благодаря завихрению потока происходит выравнивание температуры по сечению, и в результате чего температура жидкости в непосредственной близости у

стенки трубы повышается. В итоге получается, что сопротивление трения на единицу площади на опытном участке трубы оказывается больше перепада давления на величину удвоенной разности динамических напоров. В этом случае необходимо вводить поправку на изменение скоростных напоров на входе и выходе трубопровода, которая может быть учтена следующим уравнением:

$$\Delta P_{\text{тр}} = \Delta P_{\text{ст}} + 2 \left(\frac{\rho_1 W_1^2}{2} - \frac{\rho_2 W_2^2}{2} \right) = P_1 - P_2 + \frac{t_2 - t_1}{T_{\text{ср}}} \bar{W}^2 \rho. \quad (4)$$

Индексы 1 и 2 относятся соответственно входу и выходу; $T_{\text{ср}}$ — средняя абсолютная температура потока.

Для иллюстрации на рис. 3 сопоставлены результаты опытов при изотермическом и неизотермическом потоке с учетом формулы (4). Из графика видно, что результаты опытов близки друг к другу. Очевидно сопротивление при изотермическом потоке и при теплообмене фактически имеют одно и то же значение, если ввести температурную поправку по формуле (4). В свете изложенного, большинство опытов по сопротивлению были проведены при изотермическом потоке. Затраты мощности на сопротивление могут быть выражены через коэффициенты трения $\lambda_{\text{тр}}$. При движении жидкости или газов внутри труб мощность, затрачиваемая на преодоление сопротивления выражается формулой:

$$N = 3600 \cdot \frac{1}{427} \Delta p \bar{W} \frac{f}{F}, \quad (5)$$

где \bar{W} — средняя скорость потока, в м/сек;
 f — поперечное сечение, в м²;
 F — поверхность трения, в м²;

$$\Delta p = \left(\lambda_{\text{тр}} \frac{l}{d_n} + \frac{t_2 - t_1}{T_{\text{ср}}} \right) \frac{\bar{W}^2}{2} \rho.$$

С учетом местных потерь для определения полного сопротивления может быть рекомендована следующая формула:

$$\Delta P = \left(\zeta_{\text{вх}} + \zeta_{\text{вых}} + \lambda_{\text{тр}} \frac{l}{d_n} + \frac{t_2 - t_1}{T_{\text{ср}}} \right) \frac{\bar{W}^2}{2} \rho. \quad (6)$$

где $\zeta_{\text{вх}}$ и $\zeta_{\text{вых}}$ — коэффициенты местных потерь на входе и выходе;
 $\frac{t_2 - t_1}{T_{\text{ср}}}$ — поправка на нагревание потока.

Приведенный анализ опытных данных показывает, что коэффициент гидравлического сопротивления цельнокатаной оребренной трубы значительно выше, чем гладкой. Разница между данными Стасюлявичуса [1] и автора достигает 25%. Формула (3) может быть рекомендована при проектировании теплообменных аппаратов энергетических и силовых установок.

Ի. Գ. ՔԱՌԱՆՑԱՆ

ՀԻԳՐՈԳՐԱՄԵԿԱԿԱՆ ԳԻՄԱԳՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ԿՈՂԱՎՈՐ ԽՈՂՈՎԱԿՈՒՄ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ն Մ

էլեկտրական մեքենաների, գազատուրքինային և այլ տեղակի ջերմա-
 1 ներգետիկ և ջերմաուժային սարքավորումների հովաքման սիստեմներում
 լայն կիրառություն ունեն ստուտակավոր կողերով այլումինե խողովակները:
 Կողավոր մակերևույթ ստանալու համար, հաստ պատ ունեցող տեխնիկական
 մարբուր խողովակը ենթարկվում է զլանման: Գլանման ժամանակ նրա ներքին
 մակերևույթի վրա առաջանում են պտուտակածն խուղակներ, որոնք մեծաց-
 նում են մակերևույթի անողորկության աստիճանը: Ներկա հոդվածում բերված
 են պտուտակավոր կողեր և հարթ մակերևույթ ունեցող խողովակների հիդրո-
 դինամիկական զործակցի փորձնական ուսումնասիրությունը, երբ խողովակ-
 ների միջով հոսում է ջուր հաստատուն ջերմաստիճանի և ջերմաստիճանային
 գրադիենտի առկայությամբ: Ցույց է արված երկու դեպքերի ազդեցության ու-
 տիճանը հիդրոդինամիկական զործակցի վրա և բերված են բանաձևեր, որոնք
 թույլ են տալիս հաշվարկելու նման խողովակներից բաղկացած ջերմափոխիչ
 սարքերի հիդրոդինամիկական զործակցը և տրակտի լրիվ դիմադրությունը:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Стасюлявичус И. К., Сурвина В. Ю., Ашмантас Л. А. Гидравлическое сопротивление в трубе с винтообразной канавкой. журн. «Энергомашиностроение» № 10, 1964.
2. Мянцкый Г. А. и Новичкова О. Г. Экспериментальная установка для изучения сопротивления и теплообмена при турбулентном движении воды в гладкой трубе. Сб. тр. Куйбышевского индустриального института им. В. В. Куйбышева, вып. 8, 1959.
3. Идельчик И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. Госэнергоиздат, 1960.

ЭЛЕКТРОТЕХНИКА

Р. В. ОГАНЯН

НЕКОТОРЫЕ МЕТОДЫ ПРАКТИЧЕСКОГО УЧЕТА НАСЫЩЕНИЯ
 СТАЛИ ПРИ ОПРЕДЕЛЕНИИ ПОПЕРЕЧНОГО СИНХРОННОГО
 РЕАКТАНСА

1. В большинстве работ, посвященных явнополусным синхронным машинам, влияние магнитного насыщения на синхронные реактансы x_d и x_q и величину угла внутреннего сдвига θ не рассматривается. Насыщение стали учитывается лишь при расчетном определении тока возбуждения. Однако в ряде случаев (расчет электромагнитной мощности, определение предела статической устойчивости и перегрузочной способности, расчет некоторых схем регулирования и управления и т. п.) правильные результаты могут быть получены лишь при учете влияния насыщения на x_d , x_q и θ . Имеется ряд работ, в котором дан метод определения значений x_d с учетом насыщения. В отношении x_q многие исследователи придерживались мнения, что на его величину насыщения не оказывает заметного влияния. Лишь в последнее время появились экспериментальные работы, показавшие достаточно сильную зависимость поперечного синхронного реактанса от насыщения; одновременно были предложены методы для определения насыщенных значений x_q [2, 3, 4]. Однако методы, данные в [2, 3], не отличаются простотой. Предложенный в [5] метод расчета насыщенного значения x_q , как показали исследования, для машины малой и средней мощности (до 100 квт), не дает верных результатов. Объясняется это тем, что в малых и средних машинах с уменьшением мощности уменьшается относительная величина воздушного зазора (δ/τ), вследствие чего воздействие насыщения на величины x_d и x_q в таких машинах проявляется значительно сильнее. Ниже, в статье автора предлагаются формулы для практического расчета величины x_q с учетом насыщения применительно к малым и средним синхронным машинам.

2. Для исследования факторов, оказывающих влияние на величину x_q при насыщении, был применен графоаналитический метод построения поля в воздушном зазоре синхронной машины по результирующей кривой м. д. с. (магнитодвижущей силы), данный в [1]. Исследования проводились на опытном синхронном генераторе мощностью 28 квт. Значения м. д. с. возбуждения F_0 и угла внутреннего сдвига θ , необходимых при построении результирующей кривой м. д. с., брались из

экспериментов. Характер изменения x_c в зависимости от насыщения контролировался экспериментами на двух других синхронных генераторах явнополюсной конструкции. Реальные значения x_c определялись из векторных диаграмм Blondеля, построенных для каждого режима работы по измеренным значениям угла δ .

Основные технические данные исследуемых машин приведены в табл. 1.

Таблица 1

Обозначение машины	Тип машины	P_n кВА	U_n В	n_n об./мин	$\cos \varphi_n$	f_n Гц	x_d ОМ	x_q ОМ
Генератор № 1	ЕСС-52-4	6,25	230	1500	0,8	50	18,4	10,35
Генератор № 2	МСА 72 4А	15	230	1500	0,8	50	6,15	4,07
Генератор № 3	опытн.	25	300	1500	0,8	50	6,05	3,55

Проведенные графоаналитические и экспериментальные исследования позволили выявить следующие факторы, воздействующие на величину x_c при насыщении:

а) Степень насыщения магнитопровода, которую для данного уровня напряжения можно приближенно характеризовать коэффициентом

$$k_c = \frac{\text{м. д. с. по характеристике холостого хода}}{\text{м. д. с. по спрямленной части характеристики холостого хода}}$$

С возрастанием k_c величина x_c уменьшается, причем уменьшение наблюдается уже при k_c , даже незначительно отличающихся от единицы.

б) Относительная величина воздушного зазора δ/τ . В машинах с меньшими значениями δ/τ влияние насыщения на величину x_c проявляется сильнее.

в) Коэффициент полюсного перекрытия α . Чем больше α , тем больше та часть магнитного потока, которая подвержена нелинейным изменениям из-за насыщения при возрастании м. д. с. Поэтому обычно при больших α с возрастанием напряжения величина x_c уменьшается относительно быстрее.

г) Ток якоря I . Чем выше I , тем большая м. д. с. возбуждения требуется для установления напряжения данного уровня и тем насыщеннее сталь из-за возрастания потока воздушного зазора вследствие увеличения падения напряжения в обмотке якоря. Поэтому обычно с возрастанием I (при $U = \text{const}$ и $\cos \varphi = \text{const}$) значения x_c уменьшаются.

д) Коэффициент мощности.

В режимах работы с отстающим током якоря чем ниже $\cos \varphi$, тем сильнее уменьшается величина x_c при возрастании напряжения машины.

3. На основании анализа факторов, воздействующих на величину поперечного синхронного реактаса при насыщении, ниже пред-

лагается несколько формул для практического определения реальных значений x_q в различных режимах нагрузки. Как известно, ненасыщенное значение реактанса реакции якоря по поперечной оси определяется в виде

$$x_{aq} = k_a \cdot k_{ad} \cdot \frac{1 + k_s}{2} \cdot \frac{F_a}{F_2} \quad (1)$$

В ненасыщенном состоянии магнитопровода машины разность магнитных потенциалов вдоль силовой линии поля определяется только величиной м. д. с. воздушного зазора F_2 , так как проницаемость стали считается бесконечной. При наличии насыщения стали в (1) следует учесть м. д. с. стали $F_{зам}$, а также м. д. с. F'_m , обусловленную возросшим рассеянием полюсов при увеличении тока индуктора. Таким образом, для учета насыщения стали будем иметь

$$k_{ам} = \frac{F_2 + F_{зам} + F'_m}{F_2} \quad (2)$$

где указанные м. д. с. должны быть рассчитаны для величины внутренней э. д. с. (электродвижущей силы) E_i .

Для определения x_q с учетом насыщения получим

$$x_{aq} = x_1 + \frac{x_{aq}}{k_{ам}} \quad (3)$$

где x_1 — реактанс рассеяния обмотки якоря,

x_{aq} — ненасыщенное значение реактанса реакции якоря по поперечной оси.

В [4] для x_q с учетом насыщения получено

$$x_{on} = x_p \cdot \frac{x_{aq}}{1 + \frac{x_{aq}}{x_{ad}} \left(\frac{i_{ja}}{i_{jo}} - 1 \right)} \quad (4)$$

где x_p — реактанс Потье;

x_{aq} и x_{ad} — ненасыщенные значения реактансов реакции якоря;

e_{ia} — берется равной внутренней э. д. с. E_i в относительных единицах;

i_{ja} — ток возбуждения по характеристике x , x при э. д. с. e_{da} ;

i_{jo} — ток возбуждения по спрямленной характеристике x , x при напряжении U рассматриваемого режима.

В ходе исследований выяснилось, что для машин до 100 квт, эта формула не дает точных результатов. Рассмотрение соотношения синхронных реактансов в ряде машин различной мощности показало, что у малых машин отношение $x_{aq} \cdot x_{ad}$ меньше, чем у крупных. Так как малые машины, вследствие меньших значений δ в них, значительно сильнее насыщены, то для правильного учета влияния насыщения на величину x_q посредством отношения $x_{aq} \cdot x_{ad}$ в (4) следует поменять местами x_{aq} и x_{ad} . Кроме того, удобнее пользоваться по-

стоянным значением реактанса рассеяния якоря x_1 вместо реактанса. Пусть x_p , величина которого в (4) берется различной в зависимости от рассматриваемого режима работы. С учетом сказанного для определения $x_{\text{ск}}$ было получено выражение

$$x_{\text{ск}} = x_1 + \frac{x_{\text{аэ}}}{1 + \frac{x_{\text{ад}}}{x_{\text{аэ}}} \left(\frac{l_{\text{я}}}{l_{\text{ф}}} - 1 \right)}. \quad (5)$$

Выше было отмечено, что даже при незначительном увеличении k , значение x_p уменьшается. Это наводит на мысль, что поперечный синхронный реактанс при учете насыщения может быть выражен в виде

$$x_{\text{ск}} = \frac{x_p}{k_p}. \quad (6)$$

Рассмотрение и анализ экспериментальных значений x_p для трех исследуемых в различных режимах нагрузки машины позволили подобрать приближенное выражение для m в виде

$$m = \frac{x_{\text{ск}}}{k_p - 2x_{\text{ск}}} \left(\frac{k_p}{\cos \varphi} + 1 \right), \quad (7)$$

где $x_{\text{ск}}$ — ненасыщенное значение поперечного синхронного реактанса в относительных единицах.

I — ток якоря в относительных единицах.

В таблицах 2–4 приведены экспериментальные данные по измерению реальных значений $x_{\text{ск}}$ и расчетные значения поперечного реактанса, полученные по предложенным формулам (3), (5) и (6), для трех исследованных генераторов.

Таблица 2

Значения $x_{\text{ск}}$ генератора № 1

Режим		$\cos \varphi = 0.81$				$\cos \varphi = 1.0$			
		140	200	230	260	140	200	230	260
Метод		$U(\%)$							
$I = 7.85a$	опыт	8.1	5.95	5.15	4.1	8.25	6.4	5.1	4.4
	расчет по (3)	7.5	6.2	5.5	4.4	7.6	6.4	5.64	4.7
	расчет по (5)	8.4	6.54	5.9	4.3	8.65	6.96	5.88	4.64
	расчет по (6)	7.95	5.1	4.5	3.78	8.2	5.72	5.08	4.36
$I = 15.7a$	опыт	7.7	3.25	4.35	3.5	7.8	5.8	4.9	3.95
	расчет по (3)	7.2	5.64	4.66	3.6	7.35	6.05	5.1	4.2
	расчет по (5)	7.0	5.76	4.75	3.69	7.98	6.35	5.36	4.17
	расчет по (6)	7.35	4.4	3.8	3.2	7.3	4.82	4.2	3.6

Сравнение расчетных и экспериментальных данных показывает, что все три полученные формулы дают точность, приемлемую для практических целей.

Таблица 3

Значения x_{qm} генератора № 2

Параметры режима			x_{qm} опыт о.м	Расчет о.м		
U_a	I_a	$\cos \varphi$		по 3	по 5	по 6
230	37,6	0,81	1,28	1,28	1,4	1,25
230	30	1,0	1,4	1,63	1,73	1,55
64,3	20	0,81	3,35	3,3	3,51	3,6
64,3	15	1,0	3,88	3,54	3,72	3,78

Таблица 4

Значения x_{qm} генератора № 3

	Режим	$\cos \varphi = 0,82$				$\cos \varphi = 1,0$			
		$U (в)$							
Метод		220	260	300	330	220	260	300	330
$I = 27a$	опыт	2,7	2,26	1,72	1,41	2,87	2,4	1,83	1,41
	расчет по (3)	2,5	2,13	1,72	1,44	2,65	2,25	1,82	1,51
	расчет по (5)	2,65	2,2	1,7	1,35	2,74	2,3	1,74	1,4
	расчет по (6)	2,58	2,11	1,61	1,4	2,66	2,25	1,78	1,57
$I = 54a$	опыт	2,32	1,87	1,42	1,12	2,59	2,15	1,68	1,31
	расчет по (3)	2,42	1,98	1,50	1,18	2,45	2,1	1,7	1,38
	расчет по (5)	2,47	2,01	1,52	1,2	2,6	2,2	1,69	1,34
	расчет по (6)	2,4	1,88	1,38	1,19	2,48	1,98	1,52	1,35

Таким образом, в зависимости от требуемой точности и имеющихся в наличии расчетных или опытных данных, определение x_q с учетом насыщения может быть проведено следующими тремя способами.

а) Если известны параметры обмотки якоря r_a и x_l , м. д. с. воздушного зазора, ток возбуждения при нагрузке, то целесообразно пользоваться формулой (3). При этом точность в определении x_{qm} не выходит за пределы $\pm 10\%$. При определении же x_{qm} для режимов, напряжение которых близко к номинальному напряжению (в диапазоне $0,8-1,1 U_n$), формула (3) дает точность в пределах $\pm 6\%$. Формулой (3) удобно пользоваться при проектировании и теоретическом исследовании машины, так как все требуемые данные обычно определяются расчетчиками в процессе расчета магнитной цепи.

б) в случае отсутствия характеристики намагничивания при данной нагрузке и наличии характеристики холостого хода можно воспользоваться формулой (5).

При этом точность определения x_{qm} составляет около $(10-15)\%$. Формулой (5) удобно пользоваться в лабораторной практике, где значения r_a , x_l , x_q и x_d , а также характеристика холостого хода легко могут быть определены опытным путем.

в) Если известны только параметры исследуемого режима, характеристика холостого хода и непасыщенное значение поперечного синхронного реактansa, то для определения x_{q0} с точностью до $\pm (10 \div 20)\%$ можно воспользоваться формулой (6).

ВШНИКЭ

Поступило 1.V.1966

Յ. Վ. ՕՂԱՆՅԱՆ

ՊՈՂՊԱՏԻ ՀԱԳԵՑՄԱՆ ԳՈՐԾՆԱԿԱՆ ՀԱՇՎԱԽԻՄԱՆ ՈՐՈՇ ՄԵԹՈԴՆԵՐ
ԸՆԴՀԱՅՆԱԿԱՆ ՍՐԵՒՐՆԸ ՈՒՅԱԿՏԱՆՈՒ ՈՐՈՇՄԱՆ ԳԵՊԳՈՒՄ

Ս. Վ Վ Ո Վ Ս Ր Մ

Հողվածում զիտված են բացահայտ բեկոններ ունեցող սինխրոն մեքենաներում պողպատի հաղեցման պայմանների վրա ազդող գործոնները: Առաջարկվում է երեք բանաձև ընդդայնական սինխրոն սեպկատանսի x_q որոշման ղեպրում պողպատի հաղեցման հաշվառման համար:

Երեք հետադոտված սինխրոն գեներատորների համար համեմատվում են x_q -ի հաշվարկային և փորձնական ավյալները: Ստացված երեք բանաձևերը առաջարկվում են x_q -ի որոշման համար՝ ի նկատի ունենալով պողպատի հաղեցումը բացահայտ բեկոններ ունեցող մինչև 100 կվտ կարողության սինխրոն մեքենաներում:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *Рахтер Р.* Электрические машины. т. II. Энергоиздат, 1936.
2. *Hamdi-Sepen D.* Saturation Effects in Synchronous Machines Trans. of A. I. E. E., 1954, 73, part III B, p. 1349.
3. *Steven R. E.* An Experimental Effective Value of the Quadrature-Axis Synchronous Reactance of a Synchronous Machine, The Proc. of the Inst. of El. Eng., part A n. 42, 1961.
4. *Ճավալեզյու Յ. Բ., Դոմբրովսկի Վ. Վ., Կազովսկի Է. Յ.* Параметры электрических машин переменного тока. Издательство „Наука“, 1965.

Ф. А. ГРИГОРЯН, Т. П. АСАТЯН

РАСЧЕТ РЕЖИМА ПАРАМЕТРОНА НА ИНДУКТИВНОСТЯХ С ДВУХСТУПЕНЧАТЫМИ ЗАВИСИМОСТЯМИ ОТ ТОКА

Широкое применение параметрических устройств в радиоэлектронике и вычислительной технике требует уточнения представления переходного процесса в них. В отличие от обычного полиномиального представления нелинейных индуктивностей параметрического устройства [1, 2], в данной работе принята характеристика нелинейности магнитного материала $B = f(H)$ и виде линии с двумя изломами, что приводит к выделению зон действия отдельных изломов и образованию этапов переходного процесса при сохранении основных свойств параметрона в нелинейном представлении.

1. Схема возбуждения субгармонических колебаний и характеристика магнитного материала приведены на рис. 1. На рис. 2 приве-

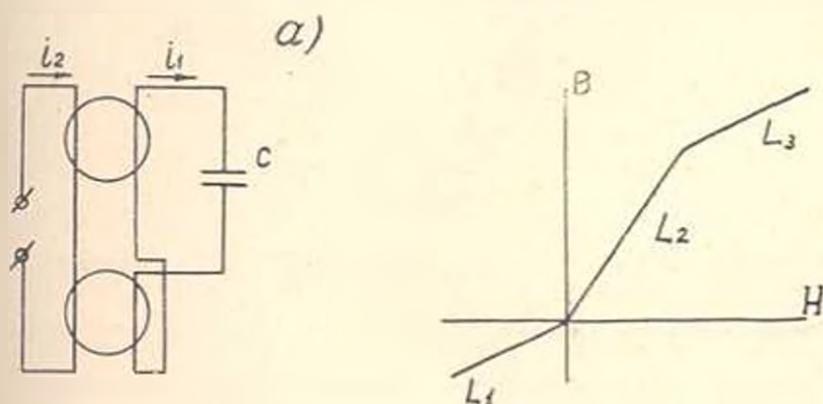


Рис. 1. а. схема параметрона, б. характеристика магнитного материала.

дены кривые тока подкачки i_2 , субгармонического тока i_1 с угловым сдвигом φ относительно i_2 и суммарных токов $i_2 + i_1$, $i_2 - i_1$ отдельных сердечников.

Высотой верхней горизонтальной линии с отметкой I_m на рис. 2 определяется напряженность поля соответствующая точке верхнего излома характеристики $B = f(H)$, приведенной на рис. 1б. На рис. 2. отмечены участки времени $t_1 t_2$, $t_2 t_3$ и $t_3 t_4$, когда в субгармоническом контуре появляются э. д. с. от тока подкачки вследствие разности индуктивностей сердечников. Первый участок $t_1 t_2$, обусловлен из-

менением индуктивности из-за верхнего излома характеристики $B = f(H)$, второй и третий — нижним изломом.

Для определения t_1, t_2 согласно рис. 2 можно написать:

$$I_{2m} \sin 2\omega t_k + I_{1m} \sin (\omega t_k - \varphi) = I_H, \quad (1)$$

где t_k принимает значения t_1, t_2 соответственно двум решениям уравнения (1);

I_{2m}, I_{1m} соответственно максимальное значение токов подкачки и субгармоники.

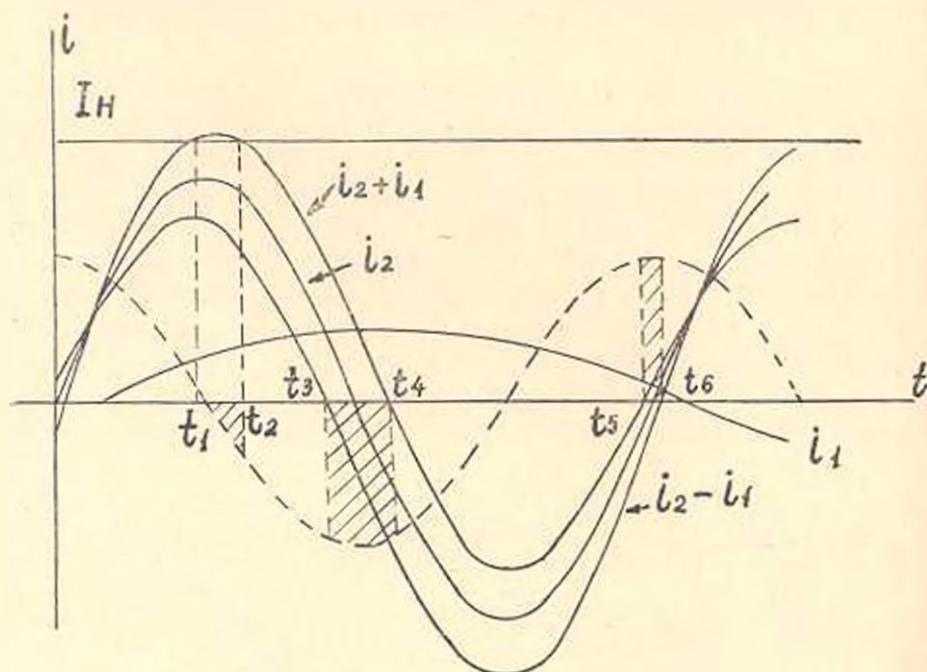


Рис. 2. Кривые токов параметрона и зоны действия подкачки (штриховка).

Учитывая близость участка t_1, t_2 к $\frac{\pi}{4}$, при совмещении начала отсчета с началом периода подкачки, из выражения (1) получим:

$$\begin{aligned} \cos \omega t_k &= \cos \frac{\pi}{4} - \frac{I_{1m}}{4 I_{2m}} \sin \frac{\pi}{4} \cos \left(\frac{\pi}{4} - \varphi \right) - \\ &= \left(\frac{I_{1m}}{2 I_{2m}} \right)^{1/2} \sin^{1/2} \left(\frac{\pi}{4} - \varphi \right) \cdot \sin \frac{\pi}{4}. \end{aligned} \quad (2)$$

Времена t_2 и t_3 , соответствующие прохождению суммарных токов отдельных сердечников через нулевые значения, определяются из выражения:

$$I_{2m} \sin 2\omega t_1 \mp I_{1m} \sin (\omega t_1 - \varphi) = 0, \quad (3)$$

где t_1 принимает значения t_3, t_4 соответственно двум решениям уравнения (3). Из уравнения (3) получим:

$$\cos \omega t_1 = \pm \frac{I_{1m}}{2 I_{2m}} \cos \varphi. \quad (4)$$

Времена t_3 и t_4 определяются из уравнения (3), при отбрасывании членов малого порядка и учете близости участка $t_3 t_4$ к π , при этом t_m принимает значения $t_3 t_4$ соответственно решениям уравнения (3):

$$\sin \omega t_m = \pm \frac{I_{1m}}{2 I_{2m}} \sin \varphi. \quad (5)$$

Обозначим через L_1 , L_2 и L_3 соответственно индуктивности первого, второго и третьего участка характеристики магнитного материала, приведенной на рис. 16.

Для контура субгармоники в промежутке времени с неизменными индуктивностями можно написать:

$$\frac{d}{dt} \cdot L_1 (i_1 - i_2) + \frac{d}{dt} L_2 (i_1 + i_2) + \frac{1}{C} \int i_1 dt = 0. \quad (6)$$

После дифференцирования уравнение (6) преобразуется в

$$(L_1 + L_2) \frac{d^2 i_1}{dt^2} + \frac{1}{C} i_1 = \pm (L_1 - L_2) \frac{d^2 i_2}{dt^2}. \quad (7)$$

Ввиду линейности системы до и после изменения индуктивностей при малом отличии L_1 , L_2 и L_3 полный ток от ЭДС зон $t_1 t_2$, $t_3 t_4$ и $t_5 t_6$ можно представить в виде суммы токов i_k , i_l и i_m от соответствующих отдельных зон.

Решая уравнение (7) с помощью интеграла Дюамеля, для тока i_k , соответствующий интервалу t_1 , t_2 на рис. 2 после интегрирования получим:

$$i_k = 2 I_{2m} \frac{L_2 - L_1}{L_0} \left[\cos 2 \omega t_1 \sin \omega_0 (t - t_1) - \cos 2 \omega t_2 \sin \omega_0 (t - t_2) - \right. \\ \left. - \frac{4}{5} (\cos^3 \omega t_1 \cdot \sin \omega_0 t - \cos^3 \omega t_2 \sin \omega_0 t + \sin \omega_0 t + \sin^3 \omega t_1 \cdot \cos \omega_0 t - \right. \\ \left. - \sin^3 \omega t_2 \cdot \cos \omega_0 t) \right]. \quad (8)$$

где ω_0 и L_0 соответственно частота и индуктивность колебательного контура.

В силу (2), при учете малости угла сдвига субгармоники относительно подкачки из выражения (8) находим:

$$i_k = 2 I_{2m} \frac{L_2 - L_1}{L_0} \left[- \frac{1}{6} \left(\frac{I_{1m}}{I_{2m}} \right)^2 \sin^3 \left(\frac{\pi}{4} - \varphi \right) \sin \omega t + \right. \\ \left. + 2 \left(\frac{I_{1m}}{I_{2m}} \right)^2 \sin^3 \left(\frac{\pi}{4} - \varphi \right) \cos \omega t \right]. \quad (9)$$

Подставляя значения $\cos \omega t_1$ и $\cos \omega t_m$ соответственно из выражений (4) и (5) в (8) и решая с тем же приближением, для интервалов времени t_3 , t_4 ; t_5 , t_6 получим:

$$i_1 = 2 I_{2m} \frac{L_2 - L_1}{L_0} \left(\frac{I_{1m}}{I_{2m}} \cos \varphi - \frac{1}{6} \frac{I_{1m}^2}{I_{2m}} \cos^3 \varphi \right) \sin \omega t, \quad (10)$$

$$i_m = 2 I_{2m} \frac{L_2 - L_1}{L_0} \left(\frac{I_{1m}}{I_{2m}} \sin \varphi - \frac{1}{6} \frac{I_{1m}^3}{I_{2m}^3} \sin^3 \varphi \right) \cos \omega t. \quad (11)$$

Обозначим через $i = \frac{I_{1m}}{I_{2m}}$ приведенный к подкачке ток субгармоники, а через ΔI_1 ток субгармоники от э. д. с. всех трех зон одного периода подкачки, с косинусоидальной и синусоидальной составляющими соответственно f_1 и f_2 .

Согласно векторной диаграмме рис. 2в для тока ΔI_1 и прироста фазы субгармоники $\Delta \varphi$ можно написать:

$$\Delta I_1 = f_2 \cos \varphi + f_1 \sin \varphi, \quad (12)$$

$$\Delta \varphi = \frac{1}{I_{1m}} (f_1 \cos \varphi - f_2 \sin \varphi). \quad (13)$$

После деления обеих сторон уравнений (12) и (13) на половину периода субгармоники, согласно [3] левые части уравнений можно заменить производными:

$$\frac{di}{dt} = \frac{2}{T} (f_2 \cos \varphi + f_1 \sin \varphi), \quad (14)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = \frac{2}{T I_{1m}} (f_1 \cos \varphi - f_2 \sin \varphi), \quad (15)$$

где f_1 и f_2 определяются из уравнений (9), (10) и (11)

$$f_1 = 2 \frac{L_2 - L_1}{L_0} \left(i \sin \varphi - \frac{i^3}{6} \sin^3 \varphi \right) + 4 \frac{L_2 - L_1}{L_0} i'' \sin \left(\frac{\pi}{4} - \varphi \right), \quad (16)$$

$$f_2 = 2 \frac{L_2 - L_1}{L_0} \left(i \cos \varphi - \frac{i^3}{6} \cos^3 \varphi \right) - \frac{1}{3} \frac{L_2 - L_1}{L_0} i'' \sin^2 \left(\frac{\pi}{4} - \varphi \right). \quad (17)$$

Полученные уравнения являются нелинейными дифференциальными уравнениями для фазы и амплитуды субгармонического колебания.

2. Рассмотрим рост колебаний на основе полученных соотношений (9), (10) и (11) и дифференциальных уравнений (14) и (15).

При нулевой фазе начальных малых колебаний рост субгармоники определяется выражением (10) для i_1 . Здесь i_1 отсутствует вследствие исключения второго излома, ввиду малости величины субгармоники, а i_m — вследствие нулевой фазы начальных колебаний.

Решением дифференциального уравнения для тока субгармоники, соответствующего уравнению (10) является:

$$i^2 = \frac{C e^{2\omega t}}{1 + \frac{1}{6} i_0^2 (e^{2\omega t} - 1)}, \quad (18)$$

где

$$a = 4 \frac{L_2 - L_1}{L_0 T};$$

— амплитуда тока в субгармоническом контуре в начале переходного процесса. Решение (18) действительно при малых величинах токов согласно исходным предположениям.

При возрастании субгармоники до значения при котором суммарный ток $i_1 + i_2$ достигает второго излома характеристики $B = f(I)$, в субгармоническом контуре появляются токи i_k и i_m . Из векторной диаграммы рис. 3а, кривых рис. 3б и уравнений (9), (10) и (11) следует, что слагающая тока i_k , обусловленная вторым изломом, вызывает сдвиг фазы субгармоники и ограничение роста амплитуды.

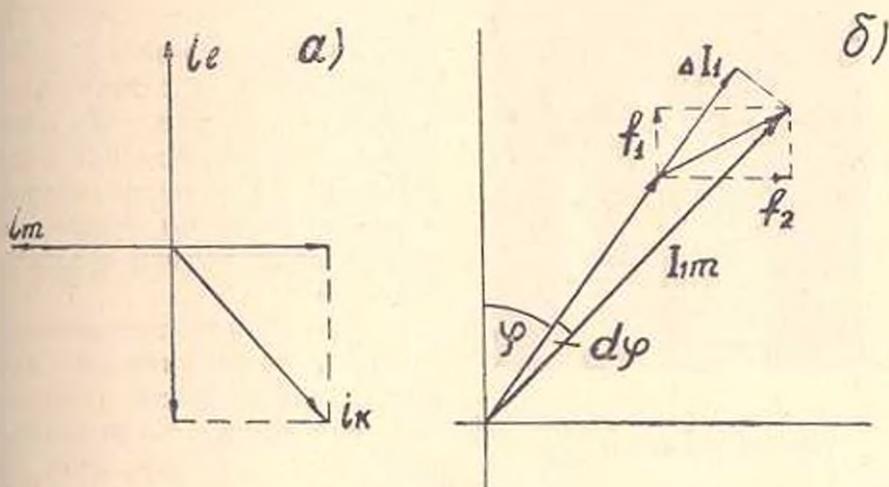


Рис. 3. а) Векторная диаграмма токов зон, б) Векторная диаграмма приращенния тока субгармоники.

Ток i_m , вызванный сдвигом фазы субгармоники обусловленным, в свою очередь током i_k , действует в сторону восстановления начальной фазы.

До достижения суммарного тока $i_1 + i_2$ второго излома, согласно отмеченному выше фазовый сдвиг субгармоники остается нулевым. Следовательно, для момента непосредственно после достижения точки излома, уравнение (14) при учете (17) приводится к виду

$$\frac{di}{dt} = \frac{2}{T} \left[2 \frac{L_2 - L_1}{L_0} \left(i - \frac{1}{6} i^3 \right) - \frac{1}{3} \frac{L_2 - L_1}{L_0} i^3 \sin^2 \frac{\pi}{4} \right] \quad (19)$$

Выражение (19) показывает возможность резкого установления амплитуды при

$$\frac{L_2 - L_1}{L_2 - L_1} > 1.$$

Определим изменение фазы в начале достижения второго излома. Из уравнений (15), (16) и (17) при $i \ll 1$

$$\frac{d\phi}{dt} = \frac{8I_{2m}}{T} \frac{L_2 - L_1}{L_0} r \cdot \sin^2 \left(\frac{\pi}{4} - \phi \right). \quad (20)$$

Итак переходный процесс фазы начинается с достижением второго излома. На рис. 4 приведена осциллограмма установления параметрических колебаний параметрона на цилиндрических ферромагнитных пленках электролитического осаждения. Характер подъема амплитуды субгармонических колебаний соответствует выражению (18), а резкая остановка роста — согласно выражению (19) — достижению второго излома. Укороченные дифференциальные уравнения работы (1) приводят к сходной картине переходного процесса. В данной задаче отчетливо выделяются зоны и направления действия подкачки и влияние отдельных изломов магнитной характеристики в процессе установления.



Рис. 4. Осциллограмма установления параметрических колебаний.

Резюмируя изложенное можно отметить, что представление нелинейной индуктивности параметрона в виде линии с двумя изломами выделяет зоны и направления действия тока подкачки, обусловленные отдельными изломами. Субгармонические колебания представляются в данном случае двумя нелинейными дифференциальными уравнениями первого порядка. Первый излом характеристики $B = f(H)$ обуславливает возбуждение субгармонических колебаний, с ростом амплитуды по закону близкому к экспоненциальному при малых амплитудах колебаний. С ростом субгармонических колебаний зона действия подкачки расширяется. Экспериментальная характеристика роста колебаний и установления соответствует данному представлению.

Второй излом характеристики $B = f(H)$ обуславливает сдвиг фазы субгармоники и может привести к установлению субгармонических колебаний.

3. 2. ԳՐԻԿՈՐՅԱՆ, Թ. Պ. ԱՍՏՐՈՅԱՆ

ՊԱՐԱՄԵՏՐՈՆԻ ՌԵԺԻՄԻ ԸՆՇՎՈՒՄԸ, ԵՐԲ ԻՆԳՐԱԿՏԻՎՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԿԱՊԸ
ՀՈՍԱՆՔԻՅ ԵՐԿԱՍՏԻՃԱՆ Է

Ս. մ փ ո փ ո ո մ

Ցույց է տրված, որ երբ ինդուկտիվությունները կապված են հոսանքի հետ երկաստիճան ձևով, ապա երկրորդ աստիճանը ստաջացնում է ֆուլային շեղում և կարող է բերել տաջին աստիճանի շնորհիվ առաջացած սուբհարմոնիկ տատանման ամպլիտուդայի հաստատմանը:

Տվյալ խնդրադրումը բաղաճայտում է ինչպես ժամանակի զոտիները, սրանցում սնման շղթան կապվում է սուբհարմոնիկ շղթայի հետ, այնպես էլ սնման շղթայի ազդման ուղղությունները:

Տատանման ամպլիտուդայի մեծացման հետ զուգահեռ լայնանում են ազդման զոտիները: Պարամետրոնային տատանման համար ստացված էքսպլերիմենտալ կորը համապատասխանում է տվյալ խնդրադրման դեպքում տատանման ամպլիտուդայի և ժամանակի միջև ստացված կապին:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Поливанов К. М., Жарков Ф. П., Соколов В. А. Параметрон с ферромагнитными сердечниками, Изв. ВУЗ СССР, Радиотехника, Т. У., № 4, 5, 1962.
2. Тоїеава Хиротака. Анализ колебаний параметрона путем исследования стационарного состояния. Параметроны, книга 1, ЦБТИ, М., 1962.
3. Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. Физматгиз, 1958.

ЭЛЕКТРОТЕХНИКА

В. И. САЛКОВ, Д. С. МЕЛКОНЯН, А. Ф. АВ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЧАСТОТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК СИНХРОННОЙ МАШИНЫ МЕТОДОМ ВЫНУЖДЕННЫХ ГАРМОНИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ

В статье описывается методика определения частотных характеристик синхронной машины с использованием в качестве усилительного звена транзисторного усилителя, что позволяет охватить широкий диапазон частот. Приводятся частотные характеристики синхронного генератора СГ-60/6, определенные для диапазона частот от 0,038 до 250 гц. Дается сравнение значений параметров машины, определенных различными методами.

1. При питании обмотки статора неподвижной машины синусоидальными токами различных частот входное сопротивление машины (здесь и далее в относительных единицах) характеризуется соотношением вида [1, 2]:

$$Z_{\text{вх}}(js) = r_s + js \cdot x(js), \quad (1)$$

где $s = \frac{f}{f_n}$ — скольжение.

Входное сопротивление машины, вращающейся со скольжением s , характеризуется соотношением [2]

$$Z_{\text{вх}}(js) = r_{50} + js \cdot x(js). \quad (2)$$

Из выражений (1) и (2) может быть найдена зависимость между входными сопротивлениями неподвижной и вращающейся машины [1]

$$Z_{\text{вх}}(js) = \frac{Z_{\text{вх}}(js) - r_s}{s} + r_{50}. \quad (3)$$

Зависимость активного сопротивления неподвижной машины от частоты приближенно учитывается соотношением вида:

$$r_s \approx r_0 \left[1 + (r_{50} - r_0) \left(\frac{f}{f_n} \right)^2 \right], \quad (4)$$

где $r_{50} = p_{cu} + p_{\text{доб}}$ — потери в меди статорной обмотки и добавочные потери в машине, вращающейся с номинальной скоростью; r_0 — омическое сопротивление фазной обмотки статора.

Таким образом, измерив входное сопротивление неподвижной машины при приложении напряжений разных частот и учитывая за-

зависимость (4), можно определить зависимость сопротивления вращающейся машины от скольжений.

2. На рис. 1 приведена схема опытов. Напряжение питания подводится к концам двухфазных обмоток статора. Третья обмотка разомкнута. Обмотка возбуждения замкнута, ротор установлен в такое

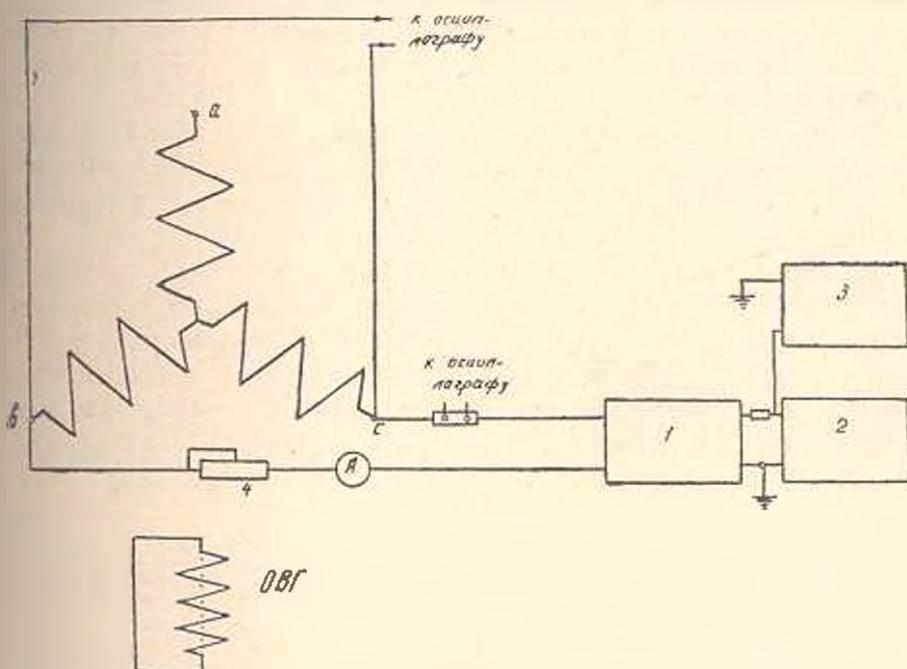


Рис. 1. Схема определения частотных характеристик методом вынужденных гармонических колебаний. 1 — транзисторный усилитель. 2 — НГПК-3. 3 — НФ-3.

положение, чтобы его продольная (поперечная) ось совпала с осью намагничивания машины. При такой схеме соединения обмоток синхронной машины между измеренным полным сопротивлением машины $Z_{\text{пол}}(js)$ и сопротивлением, определяемым формулой (1), существует связь

$$Z_{\text{пол}}(js) = \frac{1}{2} Z_{\text{пзм}}(js). \quad (5)$$

В качестве датчиков синусоидальных напряжений использовались: в диапазоне частот от 0,038 до 100 гц — низкочастотный генератор периодических колебаний НГПК-3, в диапазоне частот от 100 до 250 гц — генератор напряжений звуковых частот ЗГ-10. Частоты напряжений НГПК-3 контролировались при помощи низкочастотного фазометра НФ-3. В качестве усилителя мощности был применен двухкаскадный транзисторный усилитель постоянного тока с выходной мощностью порядка 60 вт. В первой ступени усилителя были использованы транзисторы типа П201А, во второй — транзисторы П210А. Максимальный ток выхода транзисторного усилителя — 4 ампера. Для определения частотных характеристик крупных синхронных машин транзисторы

П210А могут быть заменены транзисторами типа П208, что повышает максимальный ток выхода до 10 а. К преимуществам транзисторного усилителя по сравнению с электромашинным следует отнести сохранение величины выходной мощности при повышении частоты входного напряжения, малое искажение формы кривых усиливаемых синусоидальных напряжений, компактность. Напряжение и ток в статорных обмотках синхронной машины записывались светолучевым осциллографом 9S0—1F2.

3. По приведенной методике были определены частотные характеристики синхронного генератора СГ-60,6 по осям d и q . Номинальные данные генератора $P_n = 55 \text{ ква}$, $I_n = 79,5 \text{ а}$, $U_n = 400 \text{ в}$ (базисное сопротивление $z_{\text{б}} = 2,91 \text{ ома}$), $n_n = 1000 \text{ об./мин.}$

Во время опытов по статорным обмоткам пропускался ток в 1 ампер (действующее значение). Этот ток поддерживался неизменным для всего диапазона частот. Обработка осциллограмм дает значения модуля и аргумента сопротивления $Z_{\text{нзм}}(js)$. Результаты измерений на неподвижной машине представлены на рисунках 2, 3, на которых построены зависимости $X_{\text{нзм}} = I_m [Z_{\text{нзм}}(js)]$, $R_{\text{нзм}} = \text{Re} [Z_{\text{нзм}}(js)]$ от частоты f по осям d и q .

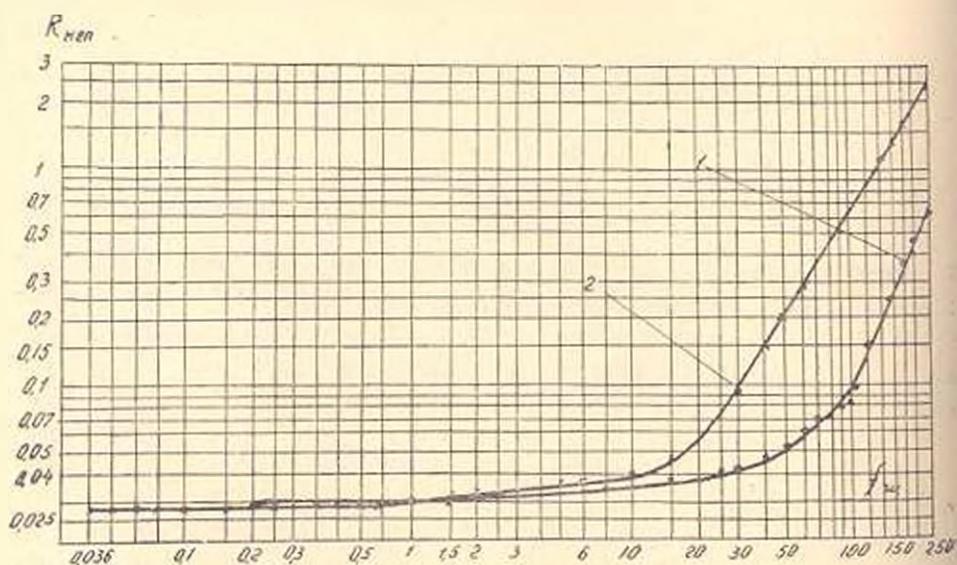


Рис. 2. Зависимость $R_{\text{нзм}}$ от частоты приложенных напряжений. 1 — ось d , 2 — ось q .

Переход от сопротивлений неподвижной машины к сопротивлениям вращающейся был произведен по формуле (3) с учетом соотношения (4). При расчете величины $r_{\text{в0}}$ потери $p_{\text{в0}}$ определялись для значения r_0 , поскольку исследуемая машина имеет такую обмотку на статоре, для которой, как показали расчеты, эффект вытеснения при $f = 50 \text{ гц}$ пренебрежимо мал. На рис. 4 в логарифмических координатах даны зависимости $X_{\text{вп}}(s) = I_m [Z_{\text{вп}}(js)]$, $R_{\text{вп}}(s) = \text{Re} [Z_{\text{вп}}(js)]$ для осей d и q . Изображенные на рис. 4 зависимости $X_{\text{вп}}(s)$ для скольжения $s = 0$ соответствуют параметрам машины X_d и X_q , а для

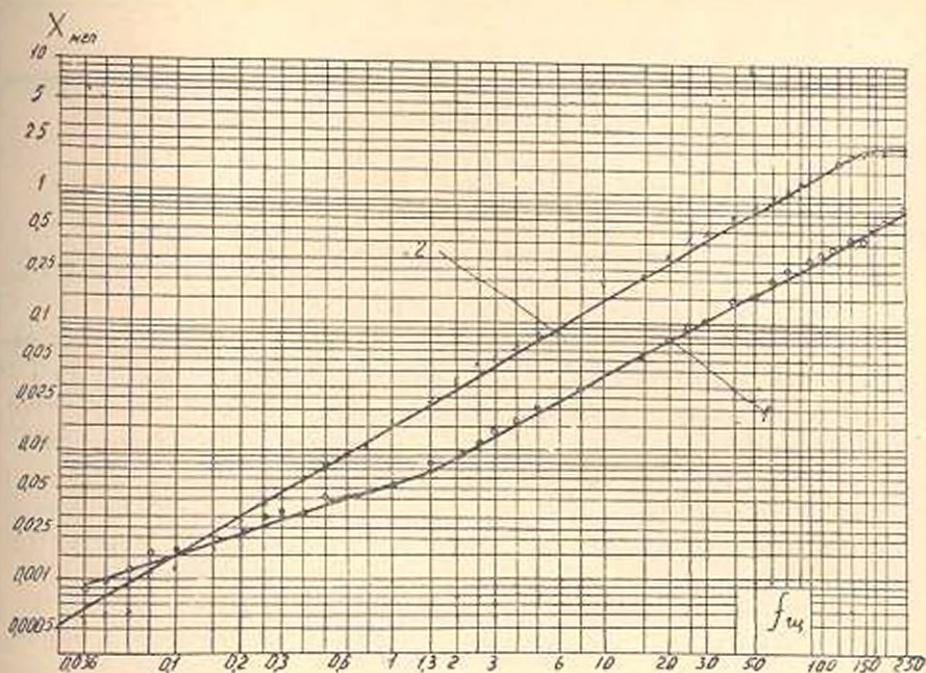


Рис. 3. Зависимость $X_{нел}$ от частоты приложенных напряжений. 1 — ось d , 2 — ось q .

$R_{gp}(s) X_{gp}(s)$

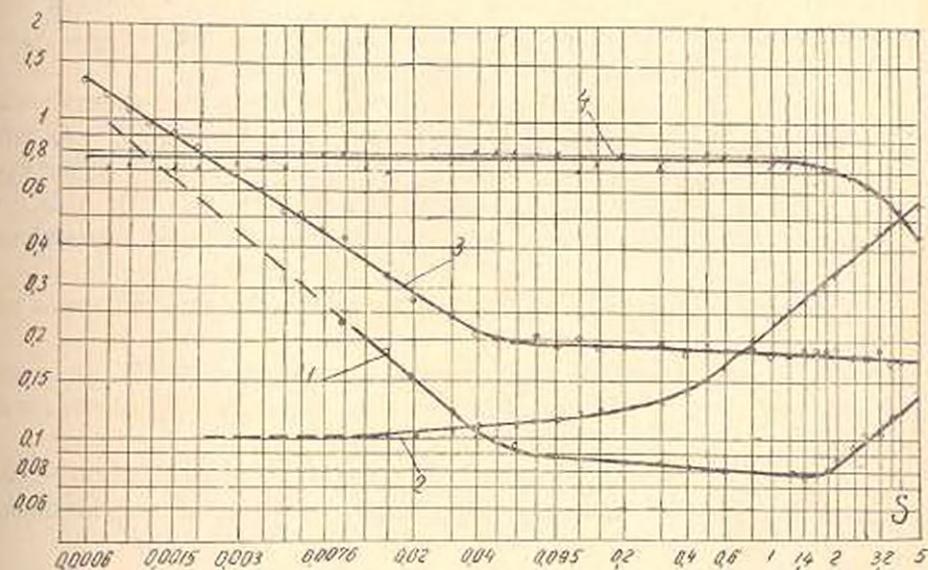


Рис. 4. Зависимости активных и индуктивных сопротивлений вращающейся машины по осям d и q от частоты скольжения. 1 — $R_{gp}(s)$ по оси d , 2 — $R_{gp}(s)$ по оси q , 3 — $X_{gp}(s)$ по оси d , 4 — $X_{gp}(s)$ по оси q .

$s = 1$ параметрам X_d^* и X_q^* . Сравнение значений параметров X_d , X_q , X_d^* , X_q^* , определенных различными методами приведено ниже в таблице:

Метод определения параметра	x_2	x_2^*	x_3	x_3^*
Опыт холостого хода и короткого замыкания	1,41	—	—	—
Опыт скольжения	1,34	—	—	—
Опыт внезапного короткого замыкания	1,41	0,149	1,03	—
Опыт затухания постоянного тока в статоре	1,36	0,166	1,35	0,9
Опыт определения сверхпереходных реактансов при положении ротора по осям d, q	—	0,190	—	0,69
Метод вынужденных гармонических колебаний	1,33	0,185 (50 гц) 0,176 (250 гц)	0,76	0,76 (50 гц) 0,435 (250 гц)

Кривая 4 на рис. 4 показывает, что значение $X_{врд}(s)$ практически остается неизменным в диапазоне скольжений от 0 до 1,5; $X_{врд}(s)$ в диапазоне s от 0 до 0,05 уменьшается относительно резко, а далее уменьшается в незначительной степени. Характер кривых $R_{врд}(s)$ показывает, что активное сопротивление по оси d — $R_{врд}(s)$ в диапазоне скольжений 0—1,5 уменьшается, а затем имеет тенденцию к увеличению. Сопротивление же $R_{врд}(s)$ со скольжений порядка 0,01 начинает возрастать.

В ы в о д ы

1. Рассмотренный метод определения частотных характеристик синхронной машины при сложной аппаратуре должен обеспечить несложную обработку результатов измерений. Результаты проведенной работы показали, что для практического применения метод нуждается в существенной корректировке в отношении:

перехода от сопротивлений неподвижной машины к вращающейся в области малых скольжений. Из выражения (3) видно, что при малых скольжениях переход от $Z_{врд}(js)$ к $Z_{врд}(js)$ вносит значительные погрешности из-за соизмеримости величин $Re |Z_{врд}(js)|$ и r_1 . Это подтвердилось в ходе обработки результатов опыта для скольжений менее 0,02;

уточнения формулы (4), особенно в области больших скольжений;

разработки методики учета потерь в стали машины и их влияния на частотные характеристики на основании экспериментальных данных.

2. С точки зрения применяемой аппаратуры перспективным является применение в качестве усилительного звена полупроводникового усилителя постоянного тока. Кроме того, целесообразен отказ от осциллографирования всех измеряемых величин за счет их непосредственного определения при помощи электронной аппаратуры инфранизкочастотного диапазона (частотомер ИФ-3 для измерения сдвига между током и напряжением и контроля частоты, двойной пиковый вольтметр ДПВ-2 для измерения амплитуд токов и напряжений).

Վ. Ի. ԽԱՀԱԿՈՎ, Գ. Ս. ՄԵԼԻՔՆՅԱՆ, Ա. Տ. ԱՔ

ՀԱՐԿԱԳՐՎԱՅ ՀԱՐՄՈՆԻԿ ՏԱՏԱԿՆՈՒԹՅՆԵՐԻ ՄԵԹՈԴՈՎ ՍԻՆԽՐՈՆ ՄԵՔԵՆԱՅԻ
ՀԱՃԱՆԱԿԱՆԱԿԱՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԻ ՍԱՀՄԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

Ա մ լ ի ո վ: ո ռ մ

Հողվածում նկարագրվում է սինխրոն մեքենայի հաճախականական բնութագրերի սահմանման մեթոդիկան, որ օգտագործում է տրանզիստորային ուսկողարար: Նկարագրվող մեթոդիկան թույլ է տալիս որոշել բնութագրեր հաճախականությունների լայն դիապազունի համար: Մասնավորապես բերվում են ՍԳ.—60/6 սինխրոն զենեքատորի հաճախականական բնութագրերը, որ սահմանված են 0,38—250 հերց հաճախականությունների դիապազունի համար: Այդ մեքենայի պարամետրերը, որ որոշված են հաճախականական մեթոդներով, համեմատվում են կյասիկ մեթոդներով սահմանված համանման պարամետրերի հետ:

Արդյունքների վերլուծումը ցույց է տալիս արանդիստորային ուժեղարարի օգտագործման նպատակահարմար լինելը: Ինչ վերաբերում է էքսպերիմենտալ ավյալների մշակմանը, այն պահանջում է մանրամասն ճշտում և հետազոտություն:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Соколов И. И. и Киркин Б. И. Определение частотных характеристик синхронных машин. «Электричество», № 1, 1962.
2. Казовский Е. Я. Переходные процессы в электрических машинах переменного тока. Изд. АН СССР, 1962.
3. Казовский Е. Я. и Рогозин Г. Г. Экспериментальное определение частотных характеристик турбогенераторов. «Электричество», № 10, 1963.
4. Лебянкин Д. П. и Агеев О. И. Экспериментальное определение частотных характеристик синхронных машин. Известия ВУЗ «Энергетика», № 6, 1964.
5. See S. K., Atkins B. The application of the frequency-response method to electrical machines. Proc. IEE, Part. C. vol. 103, № 4, 1956.

Н. П. РУССКИХ

О ФЛУКТУАЦИЯХ АМПЛИТУДЫ И ФАЗЫ ЕМКОСТНОГО ПАРАМЕТРОНА, РАБОТАЮЩЕГО В СТАЦИОНАРНОМ РЕЖИМЕ

В статье рассматриваются флуктуации амплитуды и фазы, вызванные собственными шумами параметрона. Эти собственные шумы представляются как нормальный белый шум с нулевым средним значением и функцией корреляции $\frac{N_0}{2} \delta(t_2 - t_1)$. Такое представление базируется на предположении, что источником собственных шумов являются тепловые шумы сопротивлений схемы и дробовый шум запертого $p-n$ перехода. Одноконтурная параметронная ячейка может быть представлена эквивалентной схемой, показанной на рис. 1. Здесь C_k — дифференциальная емкость $p-n$ перехода, величина которой определяется соотношением

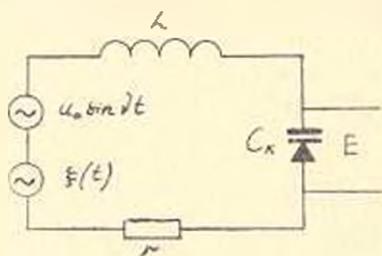


Рис. 1. Эквивалентная схема одноконтурной параметронной ячейки.

$$C_k = \frac{C_0}{\sqrt{1 - \frac{u}{\varphi_k - E}}}, \quad (1)$$

где C_0 — емкость при отсутствии внешнего напряжения;

φ_k — контактная разность потенциалов;

u — напряжение на емкости, обусловленное параметрическим возбуждением;

E — постоянное напряжение смещения в рабочей точке.

Дифференциальное уравнение контура с учетом воздействия на него флуктуационного колебания имеет следующий вид:

$$L\ddot{r} + ri + u = u_0 \sin vt + \xi(t), \quad (2)$$

где $\xi(t)$ — белый шум с функцией корреляции

$$\langle \xi(t_2) \xi(t_1) \rangle = \frac{N_0}{2} \delta(t_2 - t_1).$$

При подстановке в уравнение (2) соотношения для тока через напряжение, разлагая в ряд подкоренное выражение в (1), получим следующее дифференциальное уравнение контура в относительных величинах

$$\ddot{x} + \omega^2 x = -2\dot{x}^2 - \frac{z^2}{2} (1+x) + \omega^2 \left(\frac{x^2}{2} + \frac{x^3}{8} \right) + \quad (3)$$

$$+ x_0 \omega^2 \left(1 - \frac{x}{2} - \frac{x^2}{8} - \frac{x^3}{16} \right) \cos \nu t + \omega^2 \eta(t) \left(1 - \frac{x}{2} - \frac{x^2}{8} - \frac{x^3}{16} \right),$$

где $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC_0}}$ — резонансная частота контура в рабочей точке;

$\dot{z} = \frac{r}{2L}$ — затухание контура;

$x = \frac{u}{\varphi_A - E}$ — относительная величина амплитуды переменного напряжения на $p-n$ переходе;

$x_0 = \frac{u_0}{\varphi_A - E}$ — относительная величина амплитуды напряжения накачки;

ν — частота накачки;

$\eta(t) = \frac{\xi(t)}{\varphi_A - E}$ — относительная величина флуктуационного напряжения.

Нелинейное дифференциальное уравнение (3), содержащее случайную функцию времени $\eta(t)$, решается для главного демультимпликативного резонанса по методу Н. Н. Боголюбова и Ю. А. Митропольского. В первом приближении решение ищется в виде $x = A \cos \psi$,

где $\psi = \frac{\nu}{2} t + \vartheta$.

Амплитуда и фаза колебаний основной частоты, отсчитываемая от фазы колебаний накачки, характеризуются следующей системой укороченных уравнений в стандартной форме

$$\begin{cases} \frac{dA}{dt} = -\frac{2\omega}{\nu} \dot{z} A + \frac{x_0 \omega^2 A}{4\nu} \left(1 + \frac{A^2}{16} \right) \sin 2\vartheta - \omega \eta(t) \left(1 - \frac{A^2}{16} + \frac{A^2}{32} \right) \sin \vartheta \\ \frac{d\vartheta}{dt} = \frac{\omega^2 - \left(\frac{\nu}{2} \right)^2}{\nu} + \frac{A^2 \omega^2}{32\nu} + \frac{x_0 \omega^2}{4\nu} \left(1 + \frac{A^2}{8} \right) \cos 2\vartheta - \\ - \omega \eta(t) \left(\frac{1}{A} + \frac{3}{32} A \right) - \omega \eta(t) \left(\frac{3}{128} A^2 + \frac{1}{4} \right). \end{cases} \quad (4)$$

Пульсации из флуктуационной части стандартных уравнений не исключались, были лишь отброшены для первого приближения члены, имеющие при себе сомножители $\sin 2\psi$, $\cos 2\psi$, $\sin 3\psi$, $\cos 3\psi$ и т. д. Очевидно, что собственные шумы параметрона вызывают малые отклонения амплитуды и фазы от их стационарных значений. Поэтому для оценки флуктуаций амплитуды и фазы можно применить метод линеаризации уравнений (4) в окрестности стационарного состояния.

Обозначим флуктуации амплитуды и фазы, вызванные шумом, через

$$a = A + A_{cm}; \quad \theta = \vartheta + \vartheta_{cm},$$

где A_{cm} и ϑ_{cm} — стационарные значения амплитуды и фазы. Линеаризованные уравнения относительно флуктуаций амплитуды и фазы имеют следующий вид:

$$\begin{cases} \frac{da}{dt} + Ba = -\gamma_1(t) \omega \sin\left(\frac{\nu}{2} t + \vartheta_{cm}\right); \\ \frac{d\theta}{dt} + D\theta = -Fa - \frac{\omega}{A_{cm}} \gamma_2(t) \cos\left(\frac{\nu}{2} t + \vartheta_{cm}\right) + \gamma_3(t) \frac{\omega}{4}, \end{cases} \quad (5)$$

где

$$B = \frac{2\omega}{\nu} \gamma_1 - \frac{x_0 \omega^2}{4\nu} \sin 2\vartheta_{cm} - \frac{3x_0 \omega^2}{64\nu} A_{cm}^2 \sin 2\vartheta_{cm};$$

$$D = \frac{x_0 \omega^2}{2\nu} \sin 2\vartheta_{cm} + \frac{x_0 \omega^2}{16\nu} A_{cm}^2 \sin 2\vartheta_{cm};$$

$$F = \frac{\omega^2}{16\nu} A_{cm} + \frac{x_0 \omega^2}{16\nu} A_{cm} \cos 2\vartheta_{cm}.$$

Первое выражение в (5) является линейным дифференциальным уравнением и имеет решение

$$a(t) = -\omega \int_{-\infty}^t e^{-B(t-y)} \gamma_1(y) \sin\left(\frac{\nu}{2} y + \vartheta_{cm}\right) dy, \quad (6)$$

которое ищется таким образом, чтобы $a(t)$ являлось стационарным случайным процессом, начавшимся в далеком прошлом.

Из второго так же линейного уравнения (5) находим флуктуационный набег фазы за время T

$$\begin{aligned} \Delta\theta(T) = \theta(t_0 + T) - \theta(t_0) = F\omega e^{-DT} \int_0^T e^{-(B-D)t} dt \int_{-\infty}^t e^{By} \gamma_1(y) \sin\left(\frac{\nu}{2} y + \right. \\ \left. + \vartheta_{cm}\right) dy + \frac{\omega}{A_{cm}} e^{-DT} \int_0^T e^{Dy} \gamma_2(y) \cos\left(\frac{\nu}{2} y + \vartheta_{cm}\right) dy + \\ + \frac{\omega}{4} e^{-DT} \int_0^T e^{Dy} \gamma_3(y) dy. \end{aligned}$$

Последнее выражение для случайного набег фазы упрощается переходом от двойных интегралов к одинарным. Обозначим через

$$f(y) = e^{By} \eta(y) \sin\left(\frac{\nu}{2}y + \vartheta_{cm}\right)$$

и положим

$$\int_0^T \int_a^t e^{-(B-D)t} f(y) dy = F(T). \quad (7)$$

Тогда можно показать, что $F(T)$ удовлетворяет дифференциальному уравнению

$$F'' + (B-D)F' = e^{-(B-D)T} f(T). \quad (8)$$

Решение этого уравнения с учетом начальных условий

$$F(0) = 0 \text{ и } e^{(B-D)T} F'(T) \rightarrow 0 \text{ при } T \rightarrow -\infty$$

может быть записано в виде

$$F(T) = \frac{1}{B-D} \left[\int_0^T (e^{-(B-D)t} - e^{-(B-D)T}) f(t) dt + \right. \\ \left. + (1 - e^{-(B-D)T}) \int_{-\infty}^0 f(t) dt. \right] \quad (9)$$

Тогда для $\Delta\theta(T)$ имеем;

$$\Delta\theta(T) = \frac{F_\omega}{B-D} e^{-DT} \int_0^T e^{Dt_1} \eta(t_1) \sin\left(\frac{\nu}{2}t_1 + \vartheta_{cm}\right) dt_1 - \\ - \frac{F_\omega}{B-D} e^{-BT} \int_0^T e^{Bt_1} \eta(t_1) \sin\left(\frac{\nu}{2}t_1 + \vartheta_{cm}\right) dt_1 + \\ + \frac{F_\omega}{B-D} (1 - e^{-(B-D)T}) \int_{-\infty}^0 e^{Bt_1} \eta(t_1) \sin\left(\frac{\nu}{2}t_1 + \vartheta_{cm}\right) dt_1 + \\ + \frac{\omega}{A_{cm}} e^{-DT} \int_0^T e^{Dt_1} \eta(t_1) \cos\left(\frac{\nu}{2}t_1 + \vartheta_{cm}\right) dt_1 + \frac{\omega}{4} e^{-DT} \int_0^T e^{Dt_1} \eta(t_1) dt_1. \quad (10)$$

Выражения (6) и (7) определяют флуктуации амплитуды и фазы, которые являются нормальными случайными процессами, полученными из нормальных флуктуаций $\eta(t)$ путем линейных преобразований.

Для вычисления дисперсии флуктуаций амплитуды найдем корреляционную функцию

$$\langle a(t) a(t+\tau) \rangle = \omega^2 \int_{-\infty}^t \int_{-\infty}^{t+\tau} e^{-B(2t+\tau-t_1-t_2)} \langle \eta(t_1) \eta(t_2) \rangle \times \\ \times \sin\left(\frac{\nu}{2} t_1 + \theta_{cm}\right) \sin\left(\frac{\nu}{2} t_2 + \theta_{cm}\right) dt_1 dt_2, \quad (11)$$

где

$$\sin\left(\frac{\nu}{2} t_1 + \theta_{cm}\right) \sin\left(\frac{\nu}{2} t_2 + \theta_{cm}\right) = \frac{1}{2} \cos \frac{\nu}{2} (t_1 - t_2) - \\ - \frac{1}{2} \cos\left(\frac{\nu}{2} t_1 + \frac{\nu}{2} t_2 + 2\theta_{cm}\right).$$

Автор интересовался плавными изменениями амплитуды и фазы, вызванными шумом, поэтому вибрационные члены частоты $2 \cdot \frac{\nu}{2}$ отбрасывались, произведя усреднение за период частоты $\frac{\nu}{2}$.

Произведя в (8) замену переменных интегрирования

$$t_1 = \frac{z - \tau + 2s}{2}; \quad t_2 = \frac{z - \tau + 2s}{2};$$

получим

$$\langle a(t) a(t+\tau) \rangle = \frac{\omega^2}{2} e^{-B(2t+\tau)} \left[\int_0^0 \langle \eta \eta_{z-\tau} \rangle \cos \frac{\nu}{2} (z - \tau) dz \int_{-\frac{z-\tau}{2}}^{\frac{z-\tau}{2} + \frac{\tau}{2}} \times \right. \\ \left. \times e^{2Bs} ds + \int_0^{\tau} \langle \eta \eta_{z-\tau} \rangle \cos \frac{\nu}{2} (z - \tau) dz \int_{-\frac{z-\tau}{2}}^{\frac{z-\tau}{2} - \frac{\tau}{2}} e^{2Bs} ds \right]. \quad (12)$$

Принтегрировав (9) по s , еще раз заменив переменную интегрирования $z - \tau = z$ и учитывая, что $\eta(t)$ является белым шумом с функцией корреляции $\langle \eta(t_1) \eta(t_2) \rangle = \frac{N_0}{2} \delta(t_2 - t_1)$,

получим

$$\langle a(t) a(t+\tau) \rangle = \frac{\omega^2 N_0}{8B} e^{-B\tau}. \quad (13)$$

При $\tau = 0$ определяется дисперсия флуктуаций амплитуды

$$\sigma_a^2 = \frac{\omega^2 N_0}{8B}. \quad (14)$$

Корреляционная функция для случайного набега фазы в самом общем виде записывается следующим образом

$$\langle \theta(T) \theta(T+\tau) \rangle = \left\langle \left| \frac{F_0}{B - iD} e^{-D\tau} \int_0^T e^{D t_1} \eta(t_1) \sin\left(\frac{\nu}{2} t_1 + \theta_{cm}\right) dt_1 - \right. \right.$$

$$\begin{aligned}
 & -\frac{F\omega}{B-D} e^{-BT} \int_0^T e^{Bt_1} \eta(t_1) \sin\left(\frac{\nu}{2} t_1 + \vartheta_{cm}\right) dt_1 + \frac{F\omega}{B-D} \left(1 - e^{-(B-D)\tau}\right) \times \\
 & \times \int_{-\infty}^0 e^{Bt_1} \eta(t_1) \sin\left(\frac{\nu}{2} t_1 + \vartheta_{cm}\right) dt_1 + \frac{\omega}{A_{cm}} e^{-D\tau} \int_0^T e^{Dt_1} \eta(t_1) \cos\left(\frac{\nu}{2} t_1 + \right. \\
 & \left. + \vartheta_{cm}\right) dt_1 + \frac{\omega}{4} e^{-D\tau} \int_0^T e^{Dt_1} \eta(t_1) dt_1 \left] \times \left[\frac{F\omega}{B} e^{-D(\tau+\tau)} \int_0^{\tau+\tau} e^{Dt_2} \eta(t_2) \sin \times \right. \right. \\
 & \times \left. \left. \left(\frac{\nu}{2} t_2 + \vartheta_{cm}\right) dt_2 - \frac{F\omega}{B} e^{-B(\tau+\tau)} \int_0^{\tau+\tau} e^{Bt_2} \eta(t_2) \sin\left(\frac{\nu}{2} t_2 + \vartheta_{cm}\right) dt_2 + \right. \right. \\
 & \left. \left. + \frac{F\omega}{B} \left(1 - e^{-(B-D)(\tau+\tau)}\right) \int_{-\infty}^{\tau+\tau} e^{Bt_2} \eta(t_2) \sin\left(\frac{\nu}{2} t_2 + \right. \right. \right. \\
 & \left. \left. + \vartheta_{cm}\right) dt_2 + \frac{\omega}{A_{cm}} e^{-D(\tau+\tau)} \int_0^{\tau+\tau} e^{Dt_2} \eta(t_2) \cos\left(\frac{\nu}{2} t_2 + \vartheta_{cm}\right) dt_2 + \right. \\
 & \left. \left. + \frac{\omega}{4} e^{-D(\tau+\tau)} \int_0^{\tau+\tau} e^{Dt_2} \eta(t_2) dt_2 \right] \right]. \quad (15)
 \end{aligned}$$

Учитывая, что мы интересуемся плавными изменениями фазы и свойствами дельта-функции, вылишем после соответствующих преобразований для $\langle \theta(T) \theta(T+\tau) \rangle$ только те интегралы, которые в этом случае необходимо просчитывать

$$\begin{aligned}
 \langle \theta(T) \theta(T+\tau) \rangle &= \frac{F^2 \omega^2}{2(B-D)^2} \left[e^{-DT} e^{-D(T+\tau)} \int_0^T \int_0^{\tau+\tau} e^{D(t_1+t_2)} \langle \eta(t_1) \eta(t_2) \rangle \times \right. \\
 & \times \cos \frac{\nu}{2} (t_1 - t_2) dt_1 dt_2 - e^{-BT} e^{-D(T+\tau)} \int_0^T \int_0^{\tau+\tau} e^{Bt_1} e^{Dt_2} \langle \eta(t_1) \eta(t_2) \rangle \times \\
 & \times \cos \frac{\nu}{2} (t_1 - t_2) dt_1 dt_2 + (1 - e^{-(B-D)\tau}) \int_{-\infty}^0 \int_0^{\tau+\tau} e^{Bt_1} \times \\
 & \times e^{Dt_2} \langle \eta(t_1) \eta(t_2) \rangle \cos \frac{\nu}{2} (t_1 - t_2) dt_1 dt_2 - e^{-(B+D)\tau} e^{-D\tau} \int_0^T \int_0^{\tau+\tau} \times \\
 & \times e^{Dt_1} e^{Bt_2} \langle \eta(t_1) \eta(t_2) \rangle \cos \frac{\nu}{2} (t_1 - t_2) dt_1 dt_2 + e^{-B(2T+\tau)} \int_0^T \int_0^{\tau+\tau} e^{D(t_1+t_2)} \times \\
 & \times \langle \eta(t_1) \eta(t_2) \rangle \cos \frac{\nu}{2} (t_1 - t_2) dt_1 dt_2 - e^{-B(T+\tau)} (1 - e^{-(B-D)\tau}) \int_{-\infty}^0 \int_0^{\tau+\tau} \times
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \times e^{B(t_1+t_2)} \langle \eta(t_1) \eta(t_2) \rangle \cos \frac{\nu}{2} (t_1-t_2) dt_1 dt_2 + e^{-D\tau} (1 - e^{-(B-D)(T+\tau)}) \times \\
& \times \int_0^T \int_{-\infty}^{\tau} e^{D t_1} e^{B t_2} \langle \eta(t_1) \eta(t_2) \rangle \cos \frac{\nu}{2} (t_1 - t_2) dt_1 dt_2 - \\
& - e^{-B\tau} (1 - e^{-(B-D)(T+\tau)}) \int_0^T \int_{-\infty}^{\tau} e^{B(t_1-t_2)} \langle \eta(t_1) \eta(t_2) \rangle \cos \frac{\nu}{2} (t_1 - \\
& - t_2) dt_1 dt_2 + (1 - e^{-(B-D)\tau}) (1 - e^{-(B-D)(T+\tau)}) \int_{-\infty}^0 \int_{T+\tau}^{\tau} e^{B(t_1+t_2)} \times \\
& \times \langle \eta(t_1) \eta(t_2) \rangle \cos \frac{\nu}{2} (t_1-t_2) dt_1 dt_2 \Big] + \frac{\omega^2}{16} e^{-D\tau} e^{-D(T+\tau)} \int_0^{\tau} \int_0^{\tau} e^{D(t_1+t_2)} dt_1 dt_2 + \\
& + \frac{\omega^2}{2A_{cm}^2} e^{-D\tau} e^{-D(T+\tau)} \int_0^{T+\tau} \int_0^{T+\tau} e^{D(t_1+t_2)} \langle \eta(t_1) \eta(t_2) \rangle \cos \frac{\nu}{2} (t_1-t_2) dt_1 dt_2.
\end{aligned} \tag{16}$$

Производя в (11) замену переменных интегрирования

$$t_1 = \frac{\sigma - \tau + 2s}{2}; \quad t_2 = \frac{\tau - \sigma + 2s}{2}$$

и проинтегрировав его, полагая в окончательном выражении для $\langle \theta(T) \theta(T+\tau) \rangle$, $\tau = 0$, получим следующее соотношение для дисперсии случайного набега фазы

$$\begin{aligned}
\sigma_{\theta}^2 = & \frac{F^2 \omega^2}{(B-D)^2} \frac{N_0}{4} \left[\frac{1}{2D} (1 - e^{-2D\tau}) - \frac{2}{B+D} (1 - e^{-(B+D)\tau}) + \right. \\
& \left. + \frac{1}{2B} (1 - e^{-2B\tau}) \right] + \frac{\omega^2}{8D} N_0 (1 - e^{-2D\tau}) \left[\frac{1}{A_{cm}^2} + \frac{1}{8} \right].
\end{aligned} \tag{17}$$

Из анализа (16) следует, что дисперсия фазы установившихся в параметроне колебаний при малых T ($T \ll \frac{1}{B+D}$) растет пропорционально T , а при больших T не зависит от времени наблюдения. Коэффициенты B и D являются временными постоянными, определяющими скорость изменения амплитуды и фазы со временем.

При $T \rightarrow \infty$ для случайного набега фазы имеем выражение

$$\sigma_{\theta}^2 = \frac{\omega^2}{8D} N_0 \left(\frac{F^2}{B(B+D)} + \frac{1}{A_{cm}^2} + \frac{1}{8} \right). \tag{18}$$

То же самое выражение можно было получить, если в решении второго из дифференциальных уравнений (5) искать флуктуации фазы как стационарный случайный процесс, начавшийся в далеком прошлом.

З а к л ю ч е н и е

В работе дается решение новой задачи о флуктуациях параметрически возбуждаемой системы под действием случайной нагрузки, результаты которой могут быть использованы при исследовании радиотехнических и механических систем с конечным числом степеней свободы. Получены статистические характеристики амплитуды и фазы емкостного параметрона методом линеаризации уравнений первого приближения. В выражении (18) для дисперсии фазы член

$\frac{\omega F^2}{\delta B D (B + D)} \cdot N_0$ отражает влияние флуктуаций амплитуды на флуктуацию фазы.

МАН им. С. Орджоникидзе

Поступило 26.V.1966.

Ե. Պ. ՌՈՒՍԻՆԻՆ

ՍՏԱՑԻՈՆԱՐ ՌԵԻՄԻՄՈՒՐ ԱՇԽԱՏՈՂ ՈՒՆԱԿԱՅԻՆ ՊԱՐԱՄԵՏՐՈՆԻ ԱՐՊԼԻՏՈՒԿԱՅԻ ԵՎ ՃԱԶՆՅԻ ՖԼՈՒԿՏՈՒԱՅԻԱՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

Ա մ փ ո փ ս ւ մ

Ներկա աշխատանքում առաջին մաստիորոթյամբ հավասարումների դժար նացման միջոցով ստացված և նույնպիսին պարամետրոնի ամպլիտուդայի և ֆազայի ստատիստիկ բնութագրերը: Ընթացրված է, որ պարամետրոնի ամպլիտուդայի և ֆազայի ֆլուկտուացիաները պայմանավորված են նրա սեփական աղմուկներով:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Стратонович Р. Л. Избранные вопросы теории флуктуаций в радиотехнике. Советское радио, 1961.
2. Боголюбов Н. Н., Митропольский К. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. Физматгиздат, 1963.

ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Г. С. АКОПЯН, М. Г. ТЕР-МАРТИРОСЯН

АНАЛИЗ ПОГРЕШНОСТЕЙ В ПРИБОРАХ ЭКСПРЕСС-КОНТРОЛЯ
 ЭЛЕКТРОТЕХНИЧЕСКИХ ИЗДЕЛИЙ

Величина абсолютной погрешности прибора является основным показателем. Другая погрешность, которая также является основным качественным показателем процентных приборов [1], — это погрешность, возникающая от колебания напряжения питания испытуемого объекта. Рассмотрим эту погрешность для двух случаев осуществления относительного метода измерения:

1. Логометрами с небольшим начальным моментом измерительного механизма;

2. Подавлением „нуля“ при практически линейной зависимости параметра от напряжения (например, ток короткого замыкания в электрических машинах).

Для первого случая показание прибора, например, амперметра, будет:

$$\alpha = k \frac{I}{I_0 + b}, \quad (1)$$

где I — ток, создающий момент пропорционально измеряемому параметру;

I_0 — ток эталонной цепи, создающий противодействующий момент;

b — постоянная, пропорциональная увеличению I , на величину, соответствующую противодействующему моменту токоподводов;

k — коэффициент пропорциональности.

Изменению напряжения ΔU будут соответствовать изменения токов ΔI и ΔI_0 . Не приводя простых вычислений, можно показать, что

$$\Delta \alpha = k \frac{b \cdot \Delta I + I_0 \Delta I - I \Delta I_0}{(I_0 + b)^2}. \quad (2)$$

Отсюда с учетом равенства $I_0 \Delta I = I \cdot \Delta I_0$ получим

$$\Delta \alpha = k \frac{b \cdot \Delta I}{(I_0 + b)^2} \quad (3)$$

т. е. величина погрешности при колебаниях напряжения диктуется наличием в приборе токоподводящих пружин и, как правило, невелика.

Для второго случая, можно записать, что

$$\begin{aligned} x &= k (I - I_1), \\ \Delta x &= k (\Delta I - \Delta I_1). \end{aligned} \quad (4)$$

Так как ΔI никогда не равен ΔI_1 , то при практических соотношениях между ними эта погрешность в несколько раз может превышать погрешности первого случая. При непосредственных измерениях, если зависимость параметра от напряжения питания испытуемого объекта нелинейна, то оценка действительного значения параметра, при колебаниях напряжения, только по измерительному прибору становится невозможным. Поэтому в таких случаях приходится или непрерывно поддерживать номинальное напряжение или на испытательном участке иметь высокостабильный источник питания. С применением приборов относительного метода измерения становится возможным, при помощи специальных функциональных преобразователей, встраиваемых в прибор, исключить ошибку нелинейности при колебаниях напряжения сети, т. е. производить контроль параметров без применения дорогостоящих агрегатов со стабилизированным напряжением на выходе. Очевидно, что в этом случае приходится учитывать также ошибки или погрешности, вносимые функциональным преобразователем (ФП).

На рис. 1 приведена блок-схема такого прибора.

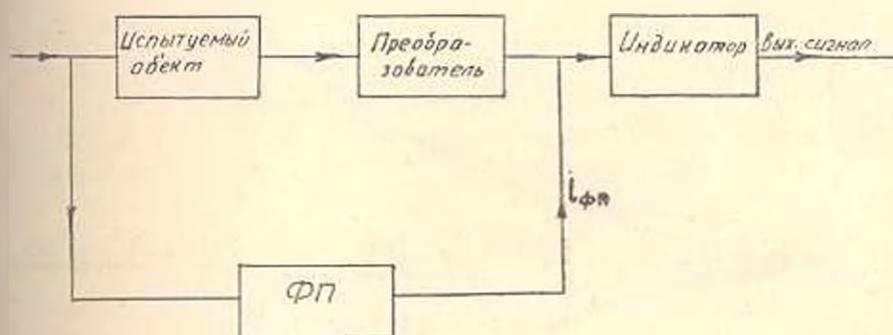


Рис. 1.

В зависимости от принципа осуществления процентного прибора в нем может применяться или потенциметрический, или диодный ФП. Погрешности ФП выражаются различными факторами.

В общем случае абсолютная погрешность нелинейного функционального преобразователя определяется как разность идеального и реального значения функций. Здесь под идеальным значением понимается характеристика самого объекта испытания, и под реальным — выходная величина ФП. Если принять выходным параметром ФП ток, функционально зависящий от напряжения сети, то его относительная погрешность будет равна:

$$\delta = \frac{I_0(U_1) - I_0(U_2)}{I_0(U_1)}. \quad (5)$$

где $i_n(U_c)$ — идеальное значение тока ФП, соответствующее заданной функции изменения параметра при изменении напряжения сети;

$i_p(U_c)$ — значение реального выходного тока ФП.

Или общая погрешность в выходном токе ФП будет:

$$\Delta i_{\text{вых}} = \left(\frac{di_n}{dU_c} - \frac{di_p}{dU_c} \right) \Delta U_c, \quad (6)$$

где $i = f(U_c)$ — нелинейная функция.

Для асинхронных электродвигателей, например, Л. М. Пиотровский [2] рекомендует ток холостого хода $I_{xx} = f(U_c)$ рассчитать по эмпирической формуле

$$I_{xx} = \frac{0,18 + 0,16 U_c}{1 - 0,66 U_c} I_{\text{он}},$$

где $I_{\text{он}}$ — расчетный номинальный ток холостого хода.

На практике нелинейные $I_{xx} = f(U_c)$ и мощности $P_{xx} = f(U_c)$, с целью получения большой точности, строят на основании опытных данных. На рис. 2 приведен график зависимости мощности холостого

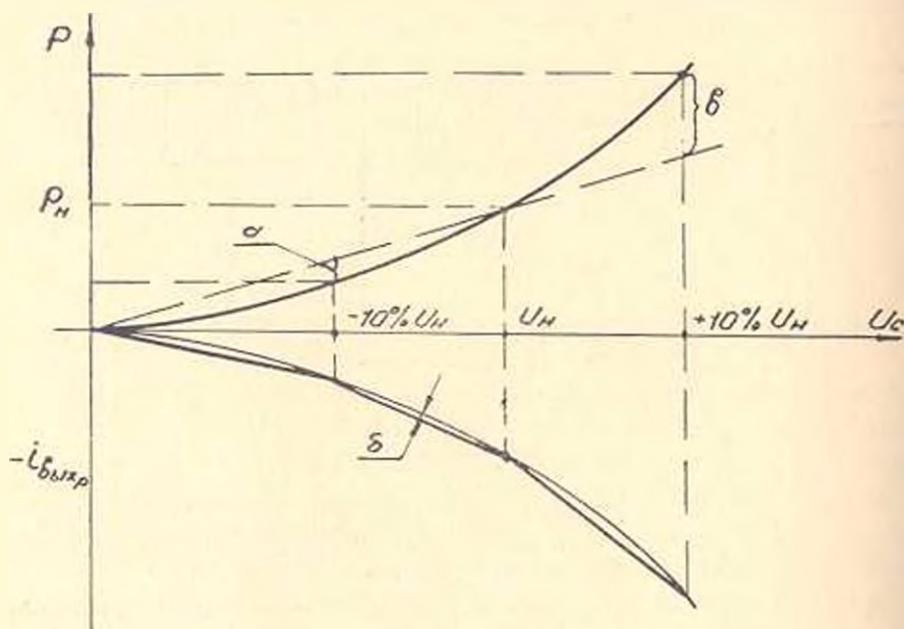


Рис. 2.

хода электродвигателя от напряжения и вид того же графика после аппроксимации с помощью ФП, который призван компенсировать ошибку нелинейности при относительном методе измерения (отрезки «а» и «в» рис. 2). В случае наличия в приборе ФП, если $\Delta i_{\text{вых}} \neq 0$, то в (2)

$$I_c \cdot \Delta I(U_c) + I_{\text{ФП}}(U_c)$$

и величина погрешности, если пренебречь произведением $\Delta I \cdot b$, из (2), получится

$$\Delta x = k \frac{I_2 I - I_1 I_1}{(I_1 - b)^2} \quad (7)$$

Допустив, например, $I_1 = \nu I$ с учетом ошибки аппроксимации можно записать, что $\Delta I_1 = \nu (1 + \delta) \Delta I$.

Подставив эти значения в (7) и учитывая, что $I_1 \gg b$ получим

$$\Delta x = k \frac{\Delta I \cdot \delta}{\nu I} \quad (8)$$

Зная численную величину погрешности Δx по формуле (8), можно определять величину ν , если известно δ и, наоборот, число участков аппроксимации, если известно ν .

Для второго случая, т. е. прибора с подавленным нулем, эту погрешность из тех же условий находим из (4)

$$\Delta x = k \Delta I [1 - \nu (1 + \delta)]. \quad (9)$$

Из формулы (9) видно, что при удовлетворении условия $\nu = \frac{1}{1 + \delta}$ погрешность $\Delta x = 0$.

В частности, рассмотрим для примера квадратичную зависимость тока от напряжения $I = cU^2$ или откуда

$$\Delta I = 2cU \Delta U$$

С учетом ошибки воспроизведения этой функции при колебаниях напряжения погрешность показания прибора определим соответственно по формулам (8) и (9) при кратностях тока ν_1 и ν_2 , т. е.

$$\Delta x_1 = k \frac{2cU \cdot \Delta U \cdot \delta}{\nu_1 cU^2} = \frac{2k \cdot \delta}{\nu_1} \cdot \frac{\Delta U}{U}$$

и

$$\Delta x_2 = 2k \cdot cU \Delta U [1 - \nu_2 (1 + \delta)].$$

Анализируя последние два выражения, можно прийти к выводу, что при одинаковых условиях погрешность $\Delta x_1 > \Delta x_2$.

Например, если $\nu_1 = \nu_2 = 1$, то

$$\frac{\Delta x_1}{\Delta x_2} = \frac{1}{cU^2} < 1.$$

Таким образом, выбор в процентных приборах величины компенсирующего тока должен производиться с учетом допустимой погрешности Δx , обусловленная погрешностью функционального преобразователя при колебаниях напряжения испытуемого объекта.

В ы в о д ы

1. Как показывает опыт, при относительном методе измерения параметров электротехнических изделий возможно удовлетворение

необходимой точности измерения прибором более грубого по классу точности.

2. Осуществление прибора для процентных измерений путем подавления нуля имеет относительно больше погрешности при колебании напряжения питания испытуемого объекта, чем при логометрической конструкции.

Поэтому в таких приборах функциональный преобразователь должен обеспечить воспроизведение нелинейной функции с определенной ошибкой аппроксимации δ , удовлетворяющей условию допустимой погрешности показания прибора $\Delta x_{доп}$.

ГСОКБ

Поступило 18.IX. 1965.

Հ. Ս. ՀԱՅՈՐՅԱՆ, Մ. Գ. ՏԵՐ-ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ

ԷԼԵԿՏՐԱՏԵԽՆԻԿԱԿԱՆ ԱՐՏԱԳՐԱՆՔԻ ԷՔՍՊՐԵՍ-ՀԱԿԻՉ ԱՎՐՔԵՐԻ
ԱՆՃՇՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱՆԱԼԻԶԸ

Ա մ փ ո փ ո մ

Արդ իրական դիպքերում չափման անճշտությունը սովորական ճշգրիտ սարքերում կարող է մի քանի անգամ գերադանցել թույլատրելի սահմանը:

Ոգտագործելով չափման հարաբերական մեթոդի վրա հիմնված ճշգրիտ սարքեր [1], հնարավոր է տարբեր տեսակների արտադրանքի որակի գնահատումը կատարել միևնույն ճշտությամբ՝ անկախ նրանից, թե փորձարկվող օբյեկտը սնվում է կայունաղված կամ ոչ կայունաղված լարումներով: Հողվածում ցույց է տրված, որ սարքերում ֆունկցիոնալ ձևափոխիչների առկայությունը բերում է լրացուցիչ համեմատարար մեծ անճշտությունների, երբ օգտագործվում է չափումների «կոմպենսացված գերոյի» մեթոդը:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Самунозян Д. Н., Ходжаянц Ю. М. «Процентные многопредельные приборы автоматического контроля», ж. «Приборы и средства автоматизации», № 7, М., 1964.
2. Пиотровский Л. М. Электрические машины. М., 1949.

ХИМИЧЕСКАЯ ТЕХНОЛОГИЯ

С. М. ИСААКЯН, А. М. ГАСПАРЯН

О МЕХАНИЗМЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ С ВЯЗКОЙ
 ЖИДКОСТЬЮ ПРИ ЛАМИНАРНОМ РЕЖИМЕ

Сообщение 3. Влияние вертикальной плоской бесконечной
 стены на падение шарика в вязкой жидкости

Рассматривается влияние неподвижной вертикальной плоской стены на скорость падения шарика в ламинарной области. Анализируются существующие теоретические и экспериментальные работы и приводятся полученные авторами эмпирические зависимости скорости падения шарика от относительного расстояния стенки и числа Рейнольдса. Дана оценка существующим теоретическим решениям.

1. В ламинарных условиях падение шарика в вязкой жидкости параллельно плоской вертикальной стенке теоретически исследовано Ляденбургом [1], Лоренцом [2], Факсеном [3, 4] и др. Сопротивление шарика по Лоренцу:

$$W = 6\pi\mu aU \left(1 + \frac{9}{16} \frac{a}{h} \right). \quad (1)$$

где a — радиус шарика, U — скорость падения шарика, h — расстояние центра шарика от стенки, μ — динамический коэффициент вязкости жидкости. С целью выявления влияния стены на скорость падения шарика выражение (1) сопоставляется с сопротивлением шарика при свободном падении по Стоксу:

$$W = 6\pi\mu aU_0. \quad (2)$$

Имея ввиду, что установившееся движение осуществляется при динамическом равновесии сил, когда сопротивление шарика равно его постоянному весу, влияние стенки относим к скорости падения шарика. Тогда влияние стенки по Лоренцу будет выражаться так:

$$\frac{U_0}{U} = \left(1 + \frac{9}{16} \frac{a}{h} \right). \quad (3)$$

Функция (3) показана на рис. 1 пунктиром. Из рисунка видно, что скорость падения шарика уменьшается до 1,562 раз, когда шарик падает, касаясь стенки ($a/h = 1$). При $a/h = 0$ влияние стенки исчезает. По Факсену:

$$\frac{U_0}{U} = \frac{1}{1 - 3/4 Re_a - 2 - 9/8 a^2 h \varphi \left(\frac{Re_h}{2} \right) - (a^2 h)_a - 45/16 (a^2 h)^2 - 2 (a^2 h)^3} \quad (4)$$

где $Re_a = \frac{Ua}{\nu}$, $Re_h = Uh/\nu = h/a Re_a$ — числа Рейнольдса относительно радиуса шарика и расстояния от стенки, $\varphi(Re_h/2)$ — функция, задан-

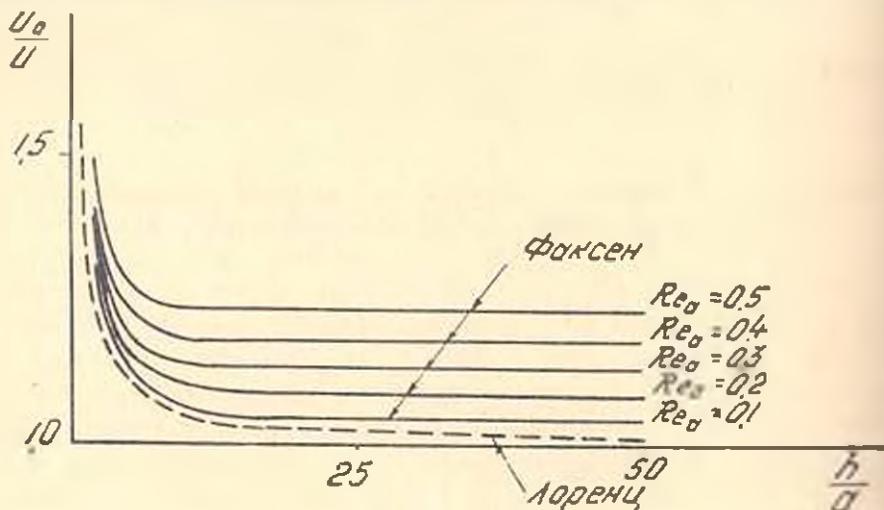


Рис. 1. Зависимость $\frac{U_0}{U} = f\left(\frac{h}{a}, Re\right)$ по Факсену и Лоренцу.

ная в [2] в табличной форме. Функция (4) показана на рис. 1 сплошными кривыми. Видно, что с уменьшением расстояния стенки и с увеличением числа Рейнольдса влияние стенки увеличивается. С увеличением расстояния стенки это влияние ослабевает, но гасится очень медленно. Кривая Лоренца (пунктирная) ложится в области кривых Факсена с $Re < 0,1$.

В связи с наличием стенки на шарик действует также поперечная сила, величина которой согласно Факсену равна

$$F = \frac{9}{8} \pi \mu a \frac{U Re_a \psi(Re_h/2)}{2(1 - 27,16 a^2 h)} \quad (5)$$

где

$$\psi(Re_h/2) = \psi(x) = 1 - \frac{11}{8} x^2 + \frac{8}{3} x^3 - \frac{137}{288} x^4 - \frac{8}{5} x^5 + \left\{ \frac{175}{96} x^4 + \dots \right. \\ \left. + \dots \right\} \ln(0,891x).$$

Вычисления показывают, что $\psi(Re_h/2)$ положительная величина в ламинарных условиях, поэтому выражение (5) дает недействительные решения вокруг значения $a^2 h = 16/27$. При этом значении меняется знак поперечной силы. Если нормаль стенки считать за положитель-

ное направление этой силы, то согласно (5) в области $a/h > 16,27$ шарик будет притягиваться к стенке, а в области $a/h < 16,27$ — отталкиваться от нее. Тогда расстояние между шариком и стенкой будет меняться по пути падения, а потому, согласно (4) будет меняться и скорость падения шарика. Отсюда следует, что движение шарика около стенки неустановившееся, что не учтено в постановке задачи.

Факсен исследовал также влияние двух плоских параллельных бесконечно простирающихся стен на падение шарика, расположенного между ними. Эту задачу он решил, исходя из уравнений Стокса без учета инерционных сил (обоснование метода см. в [4]). При падении шарика, симметрично расположенного между двумя вертикальными стенками он получил:

$$\frac{U_0}{U} = \frac{1}{1 - 1,0004 a h + 0,418 (a/h)^2 - 0,169 (a/h)^3}. \quad (6)$$

При несимметричном расположении шарика, когда расстояние его центра от одной стенки втрое больше, чем расстояние от другой стенки:

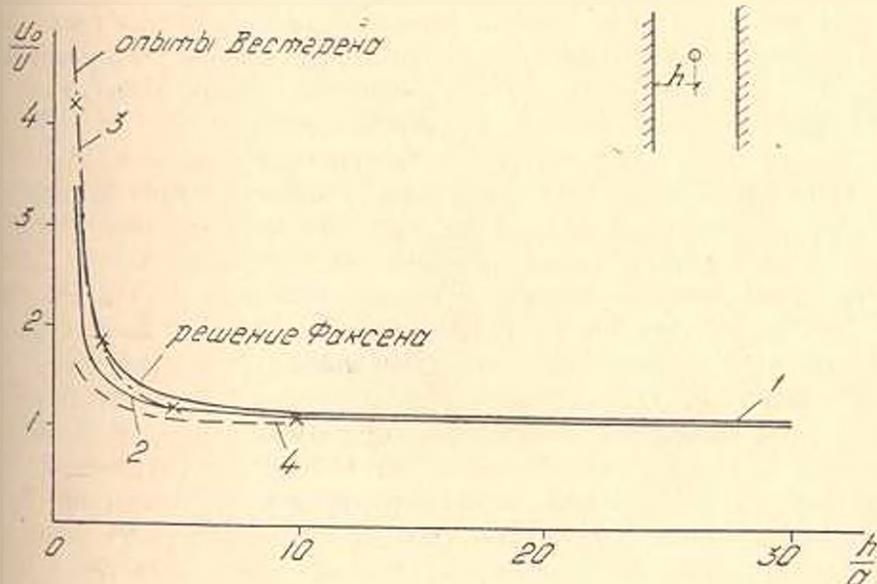


Рис. 2. Зависимость $\frac{U_0}{U} = f\left(\frac{h}{a}\right)$ при падении шарика между двумя стенками.

1 — решение Факсена при симметричном расположении стен относительно шарика, 2 — то-же при несимметричном расположении стен, 3 — экспериментальная кривая Вестгерена.

$$\frac{U_2}{U} = \frac{1}{1 - 0,652 a h + 0,1475 (a/h)^2 - 0,131 (a/h)^3 - 0,0644 (a/h)^4}. \quad (7)$$

В выражении (7) под h подразумевается меньшее расстояние от стенки. На рис. 2 уравнения (6) и (7) представлены кривыми 1 и 2 соответственно. Заметно незначительное увеличение влияния двух стен

на скорость падения шарика по сравнению с влиянием одной стенки (пунктирная кривая 4) и, существенное влияние в случае симметричного расположения по сравнению со случаем с несимметричным расположением стен. Получается, что влияние стен гасится с увеличением расстояния шарика от стен и составляет всего 3—5% при $h/a=20\div 30$. Подтверждение этого решения опытами Вестгрена [5] см. на рис. 2.

Падение шарика в пространстве, ограниченном сверху и снизу бесконечными плоскостями [2], рассмотренное также Факсеном, дает:

$\frac{U''}{U} = 1,025$, когда дно отстает от центра шарика на десять радиусов

шарика и, $\frac{U''}{U} = 1,033$ при расстоянии дна, равном пятнадцатикратному

радиусу шарика. Таким образом, по данным Факсена влияние стенки на шарик снизу, или сверху заметно только на очень близких расстояниях. Этот результат учтен нами при выборе рабочего участка экспериментальной установки.

2. Задачей проведенных нами экспериментальных исследований явилась проверка предложенных теоретических решений, а также получение эмпирической формулы, отражающей влияние вертикальных стен на скорость падения шарика при разных числах Рейнольдса и при разных расстояниях стены от центра шара.

Опыты были произведены в прямоугольном призматическом сосуде, наполненном водными растворами глицерина разной концентрации. Высота призмы 70 см, поперечное сечение 10·10 см². Шарик стальные, с объемным весом 7,76 г/см³, имели диаметры: 1; 1,5; 2; 2,5 мм. Они пускались в среду без начальной скорости и без вибрации так же, как описано в [6]. Шарик опускались в жидкость на расстоянии 0,2—3,5 см от стенки. Движение шариков фиксировалось фотоаппаратом, установленным спереди призмы. Фотографирование производилось в темноте при освещении шарика концентрированным светом. С целью получения четкости следа шарика внутренняя поверхность стен призмы была окрашена черной матовой краской. Время фиксировалось с помощью обтюратора, прикрепленного к объективу аппарата и, засекающего траекторию шарика через 0,5 сек. Масштаб снимка определялся с помощью масштабных линий, проведенных на передней стенке призмы с учетом оптических влияний стен и среды. Скорость падения шарика, при этом, определялась как удвоенная длина одного пересеченного участка следа шарика. Для большей наглядности влияния стен на движение шарика, съемки частично были произведены двумя аппаратами на разных отрезках следа шарика. Расстояние шарика от стенки измерялось относительно линии отвеса. Плотность среды при разных температурах измерялась с помощью денсиметра, вязкость-вискозиметра Освальда. Число Рейнольдса определялось относительно радиуса шарика и скорости свободного па-

ления при данной температуре. за какую принята скорость падения шарика по оси призмы. Опыты охватывали область числа Рейнольдса 0,1–0,7.

Предварительные наблюдения показали следующее: шарик, падая около стены всегда удаляется от нее, даже при $a/h=1$; траектории шариков извилисты так-же, как при свободном падении шарика; поведение шарика у левой и у правой стен призмы разное (рис. 3). В связи с этим наблюдения были проведены у обеих стен призматического сосуда. Рассмотрение зависимости $U_0/U = f(h/a)$ для разных чисел Рейнольдса привело нас к выводу о целесообразности представления ее в виде функции вида

$$\frac{U_0}{U} - 1 = b_0 \left(\frac{h}{a} \right)^n, \quad (8)$$

где b_0 и n некоторые постоянные. Логарифмированное выражение (8) в виде прямой линии послужило основой для обработки экспериментального материала. На рис. 4 приведены результаты опытов, проведенных у правой стенки, а на рис. 5 — у левой стенки сосуда.

Наблюдается некоторый разброс точек относительно проведенных прямых, что является следствием осреднения близких значений числа Рейнольдса. Для каждого значения числа Рейнольдса выделились параллельные между собой прямые, угловой коэффициент которых был равен $n = -0,88$ как для опытов у правой, так и у левой стены. Как видно из рис. 6, в полулогарифмической системе координат между b_0 и Re существует линейная зависимость, причем для правой стены

$$b_0 = 4,732 e^{-1,72 Re},$$

для левой стены

$$b_0 = 1,349 e^{-3 Re}.$$

Подставляя полученные значения n и b_0 в уравнение (8), получаем для правой стены

$$\frac{U_0}{U} = 1 + 4,732 e^{-1,72 Re} \left(\frac{a}{h} \right)^{0,88}, \quad (9)$$

а для левой стены

$$\frac{U_0}{U} = 1 + 1,349 e^{-3 Re} \left(\frac{a}{h} \right)^{0,88}. \quad (10)$$

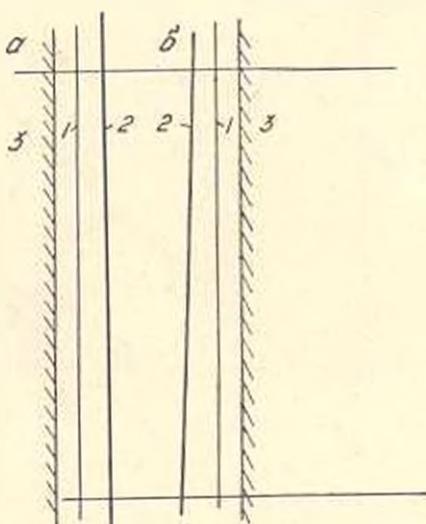


Рис. 3. Траектория падения шарика: a — у левой стенки сосуда; b — у правой стенки сосуда; 1 — вертикальная линия отвеса; 2 — траектория падения шарика; 3 — стенка сосуда.

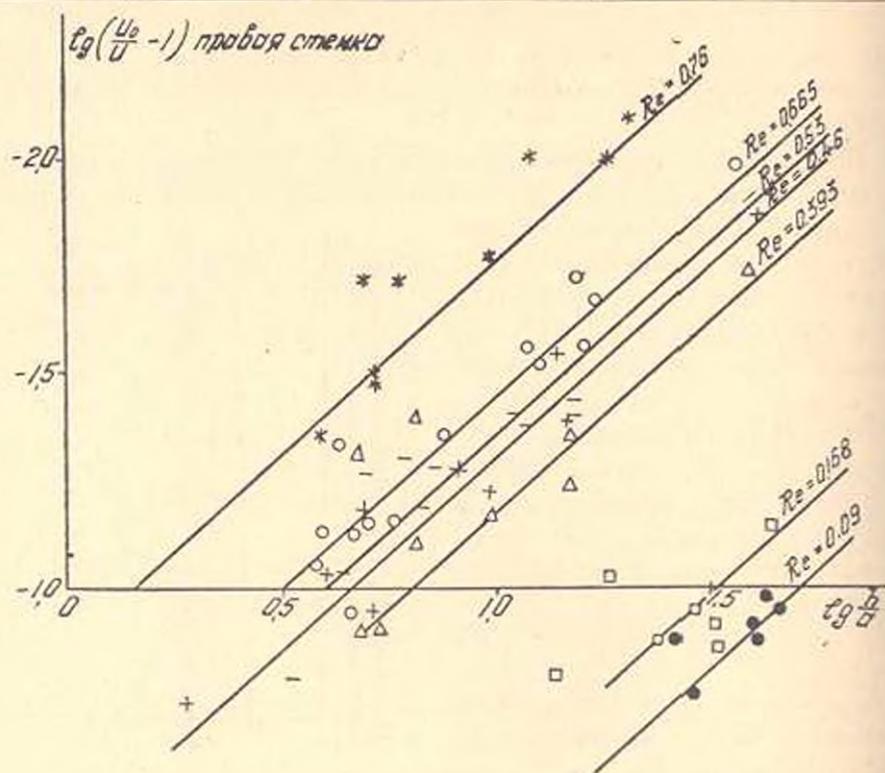


Рис. 4. Логарифмическая зависимость $\frac{U_0}{U} - 1$ от $\frac{h}{a}$.

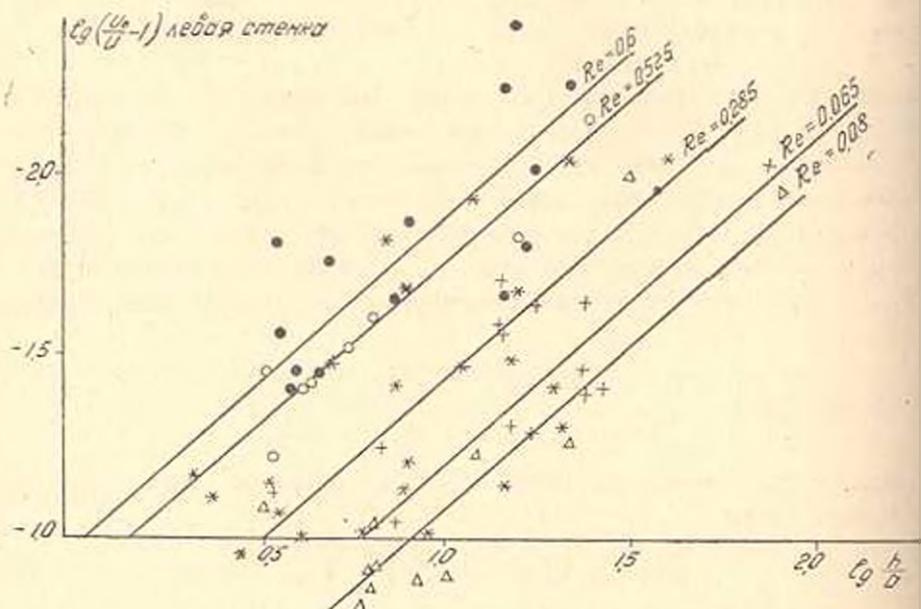


Рис. 5. Логарифмическая зависимость $\frac{U_0}{U} - 1$ от $\frac{h}{a}$.

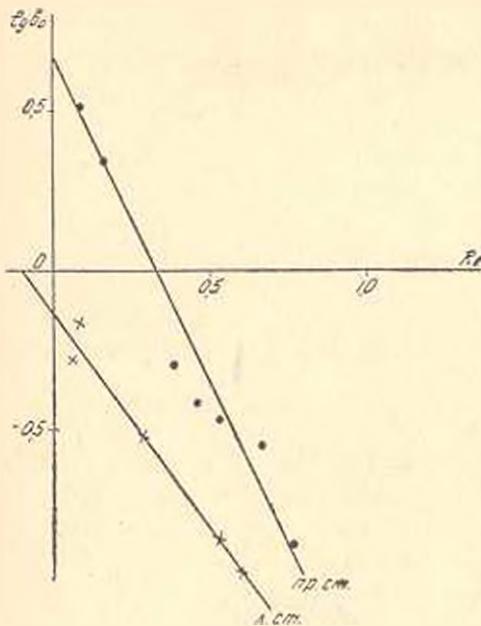


Рис. 6. Зависимость коэффициента b_0 от числа Рейнольдса.

Графическое изображение (9) и (10) соответственно на рис. 7 и рис. 8 показывает уменьшение скорости падения шарика у правой стенки до 1,5 раз по сравнению со скоростью свободного падения, когда $h/a = 2$. Причем, резкое уменьшение скорости наблюдается на расстоянии $h/a < 2,5$, а затем имеет место медленное затухание этого влияния. С увеличением числа Рейнольдса от 0,1 до 0,5 влияние стены на скорость падения шарика уменьшается. Анализ этих данных показывает, что в теории не учтено влияния левой и правой стен сосуда, что по-видимому является следствием вращения шарика при падении. Шарик при падении всегда отталкивается от стенки, независимо от расстояния, что противоречит решению Факсена (5). Так как скорость падения шарика зависит от расстояния стенки, которое переменено по пути, рассматриваемое движение является неустановившимся, что не учтено в постановке задачи. Зависимость от числа Рейнольдса у Факсена качественно расходится с экспериментальными данными авторов. Решение Лоренца, полученное без учета инерционных характеристик в уравнениях Навье-Стокса занимает среднее положение в системе опытных кривых $\frac{U_0}{U} = f\left(\frac{h}{a}, Re\right)$ для левой стенки (пунктирная линия на рис. 8).

Результаты исследования показывают, что влияние стенки на шарик всегда отталкивающее, вследствие чего шарик отдаляется от стенки по пути падения. Вертикальная стенка уменьшает скорость падения шарика, которая выражается зависимостями (9) и (10) для правой и левой стен соответственно, причем, стенка, находящаяся с пра-

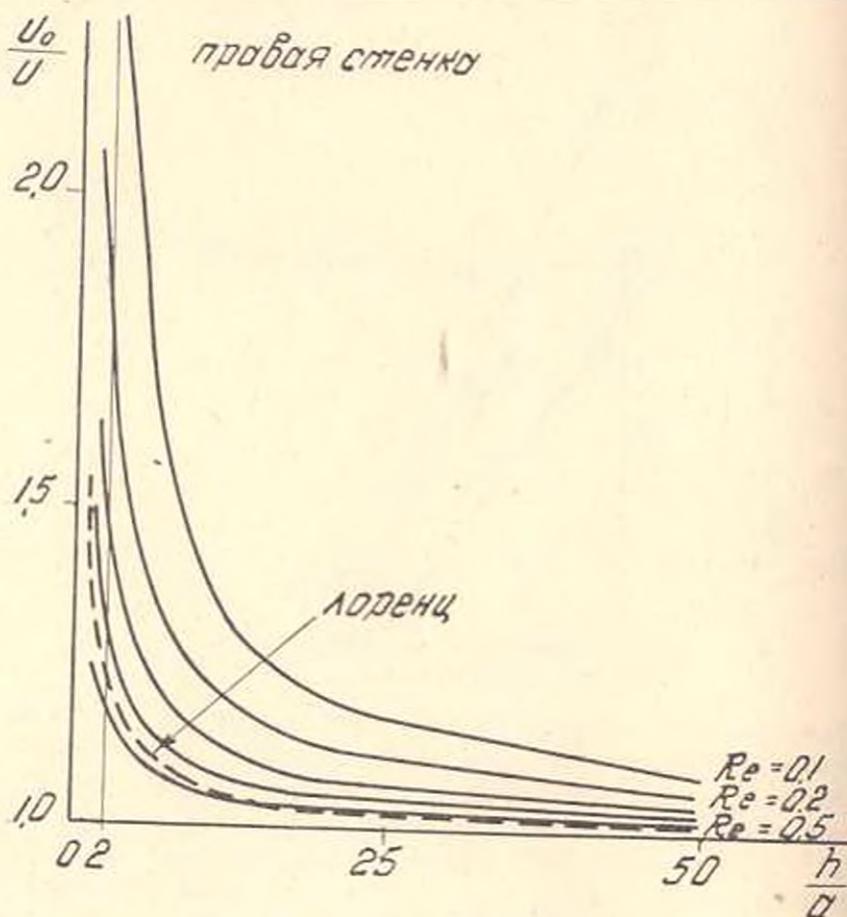


Рис. 7. Сопоставление кривой Лоренца с эмпирическими кривыми авторов для правой стенки.

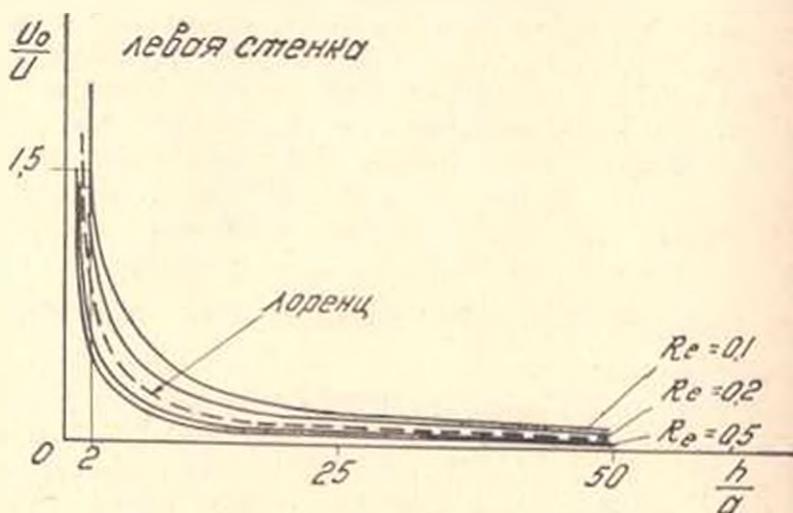


Рис. 8. Сопоставление кривой Лоренца с эмпирическими кривыми авторов для левой стенки.

вой стороны шарика действует сильнее, чем с левой стороны. Уравнения Навье-Стокса в ограниченных областях дают более удовлетворительные результаты при пренебрежении инерционными членами, чем уравнение Озеена при их учете. Это подтверждается также работой [6].

Институт органической химии

АН Армянской ССР

Поступило 18.V.1966.

Ս. Բ. ԲՈՒՇԱԿՅԱՆ, Ա. Բ. ԿԱՌՊԱՐՅԱՆ

ԱՄԵՆԱՐՈՒԹՅԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ ՊԻՆԻ ՄԱՐՄՆԻ ԵՎ ՄԱՍՈՒՑԻԿ
ՇԵՂՈՒԿԻ ՓՈԽԱԳԻՅՑՈՒԹՅԱՆ ՄԵՆԱՆԻՉՄԻ ՄԱՍԻՆ

Ա մ փ ո թ ռ ի մ

Դիտված են զնդիկի անկման վրա ուղղահայաց հարթ պատի ազդեցությանն արտահայտող՝ պոլոյթյուն ունեցող տեսական լուծումները, որոնցից հակասական եզրակացություններ են հետևում: Փորձնական տվյալների բացակայության պատճառով ստուգման համար լաբորատոր ուսումնասիրություններ են բնօրինակ, որոնք բերել են հեռույալ եզրակացություններին:

ա) ուղղահայաց պատը մածուցիկ միջավայրում ընկնող գնդիկի վրա միջուրող ազդեցություն ունի և գնդիկն իր անկման ճանապարհին հեռանում է պատից:

բ) Քանի որ գնդիկն իր ազատ անկման ժամանակ էլ շեղվում է ուղղահայացից [1,5] նույն պայմաններում գնդիկի նկատմամբ ձախ կամ աջ դասափորություն ունեցող պատերը տարրեր չափով են ազդում նրա վրա:

գ) Հեղինակների կողմից դուրս բերված (9), (10) բանաձևերն արտահայտում են ձախ և աջ դասափորություն ունեցող պատերի հոսափորության և Ռեյնոլդսի թվի ազդեցությունը զնդիկի անկման արագության վրա:

դ) Փորձնական տվյալները լամինարության պայմաններում լավ համաձայնության մեջ են գտնվում կորենցի լուծման հետ, իսկ Ֆակսենի լուծմանը հակասում են Ռեյնոլդսի թվի ազդեցության արտացոլման տեսակետից:

ե) Երկու պատերի միջև ընկնող գնդիկի խնդրի լուծումը Ֆակսենի կողմից լավ համաձայնության մեջ է գտնվում Վեյսպրենի փորձնական տվյալների հետ:

զ) 4 և 5 կետերում, ինչպես նաև [6]-ում բերած արդյունքները թույլ են տալիս եզրակացնելու, որ Ոչեննի համասարտումները սահմանափակ տիրույթի համար սրկոսս պիտանի են, բան Ստարսի համասարտումները՝ առանց իներցիոն անդամների:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Ladenburg R. Über den Einfluß von Wänden auf die Bewegung einer Kugel in einer reibenden Flüssigkeit Ann. der Physik, 23, 447, 1907.
2. Handbuch der Experimental Physik, b. 4, t. 206, 1930.
3. Faxen H. Arkiv f. Matematik, b. 17, 27, 1923.
4. Faxen H. Ann. der Physik, b. 58, 90, 1922.
5. Weitzsaeck A. Ann. der Physik, b. 52, 2, s. 308, 1917.
6. Гапсрун А. М., Исаакян С. М., Оганесян Л. А. Известия АН Армянской ССР. сер. механика, № 3, 1966.

Н. А. ДАВТЯН

О НЕКОТОРЫХ МЕТОДАХ УДЛИНЕНИЯ ГИДРОЛОГИЧЕСКИХ РЯДОВ

Гидрологические ряды для рек Армянской ССР не превышают 40—50 лет, а в большинстве случаев они находятся в пределах 20—30 лет, поэтому за норму принимается средний сток, который после увеличения ряда не меняется. Короткие ряды приводятся к большим по какому либо из существующих методов, исходя из данных хорошо изученного аналогичного пункта. Так как средний годовой сток и его многолетнее среднее большей частью обусловлены климатическими факторами, которые имеют территориальное распределение, выбор пункта аналога производится, в основном, исходя из условий территориального распределения этих факторов. В горных условиях Армянской ССР следует учесть также геологические факторы. При выборе аналога, для уверенности в правильности выбора следует построить графическую связь между данными двух пунктов. В случае необходимости восстановления ежегодных величин расходов исследуемого пункта можно графически провести линию связи или же подсчитать его по способу наименьших квадратов.

Если же нужна только одна норма, то ее можно подсчитать по методу переходных коэффициентов:

$$\bar{M} = \frac{\bar{M}_a M_{cp}}{M_{cp. a}} \quad (1)$$

$$\bar{Q} = \frac{\bar{Q}_a Q_{cp}}{Q_{cp. a}} \quad (2)$$

где M и Q соответственно средний модуль стока и расход исследуемого пункта, M_a и Q_a то же для пункта аналога.

Рассмотренный нами метод удлинения ряда, предложенный А. В. Агуловым [1] основан на исследовании колебания стоков двух постов. Автор находит, что норму стока можно подсчитать в том случае, если исследуемый ряд представляет собой хотя бы один полный цикл маловодья и многоводья.

Для удлинения ряда предлагается определить среднее отклонение от нормы M_a , отдельных лет, с помощью модульного коэффициента $K_n = \frac{M_n}{M_a}$, где n число лет с начала исследуемого периода.

Для исследуемого пункта

$$(K_t - 1)_{\text{ср}} = \frac{\sum_{t=1}^n (K_t - 1)}{n}$$

Для аналога

$$(K_{ai} - 1)_{\text{ср}} = \frac{\sum_{i=1}^n (K_{ai} - 1)}{n}$$

Коэффициент изменения средних величин соответствующих пунктов будет

$$a = \frac{(K_t - 1)_{\text{ср}}}{(K_{ai} - 1)_{\text{ср}}}$$

Для подсчета нормы стока по короткому ряду наблюдений следует пользоваться поправочным коэффициентом по формуле

$$K = 1 - a \frac{\sum \Delta M_n}{n}, \quad \Delta M_n = M_p - M_m K_{a \text{ ср}} - 1,$$

Имея в виду, что $K = \frac{M_{\text{ср}}}{M_0}$

$$M_0 = \frac{M_{\text{ср}}}{1 - a (K_{a \text{ ср}} - 1)} \quad (3)$$

Если $\Delta M_n = 0$, то $p = m$ и $M_0 = M_{\text{ср}}$.

Для апробации рассмотренных методов были выбраны несколько пар постов с достаточными рядами наблюдений, причем один из них принимался за исследуемый, другой за аналог. По исследуемому ряду, как известному, принимались отдельные отрезки — маловодный, многоводный и полный цикл. Результаты подсчетов приведены в табл. 1.

Таблица 1
Результаты удлинения гидрологических рядов различными методами

Название исследуемого пункта	Название аналога	n	N	Наблюдаемый расход Q_N (м ³ /сек)	Первый метод		Второй метод		Третий метод	
					Q_{N1}	ошибка, %	Q_{N2}	ошибка, %	Q_{N3}	ошибка, %
Дзорогет и. вл. р. Гургар	Дзорогет—Степанаван	10	24	16,0	16,0	0	16,0	0	16,6	3
Агстев—Дилижан	Агстев—Иджеван	10	24	2,60	2,58	1	2,50	2	2,36	9
Касах—Зовуни	Касах—Аштарак	10	22	3,18	3,20	1	3,20	1	3,24	1
Воротан—Энвандар	Воротан—Ангехакот	10	24	21,9	21,6	1	21,8	2	22,5	2
Азат—Зовашен	Азат—Гарни	10	25	6,58	6,83	3	6,57	0—1	6,45	1
Малар—Арзакан	Гомур—Меградзор	10	25	0,95	1,07	12	1,09	14	1,13	18

Как усматривается из табл. 2, полученные нормы по рассмотренным трем способам близки к наблюдениям. За исключением поста Арзакан, полученные нормы стока по всем остальным пяти постам отклонились от нормы: по методу пропорциональности на $0-3\%$, по способу наименьших квадратов на $0-2\%$, и по способу коэффициен-

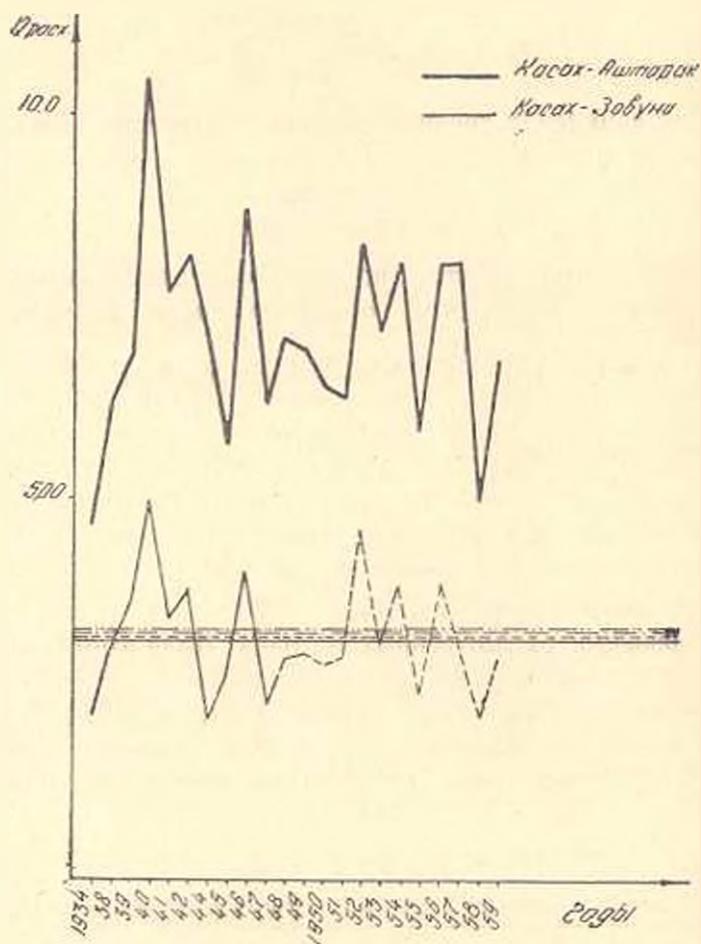


Рис. 1. Гидрограф в бассейне реки Касах—Аштарак, Касах—Зовуни.

та отклонения (А. П. Агупова) на $1-2\%$ и по одному посту Агстев—Дилижан на 9% . Значительные отклонения ($12-18\%$) при удлинении ряда р. Далар (пост Арзакан) по анализу с Гомуром (пост. Мехрадзор) вызвано асинхронностью колебаний этих двух постов. Известно, что по посту Гомур $C_r = 0.17$, а по Далару — $C_r = 0.34$, следовательно, они не могут быть аналогами (рис. 1, 2).

В результате можно заключить, что все три метода вполне пригодны для удлинения гидрологических рядов. [Однако последние два

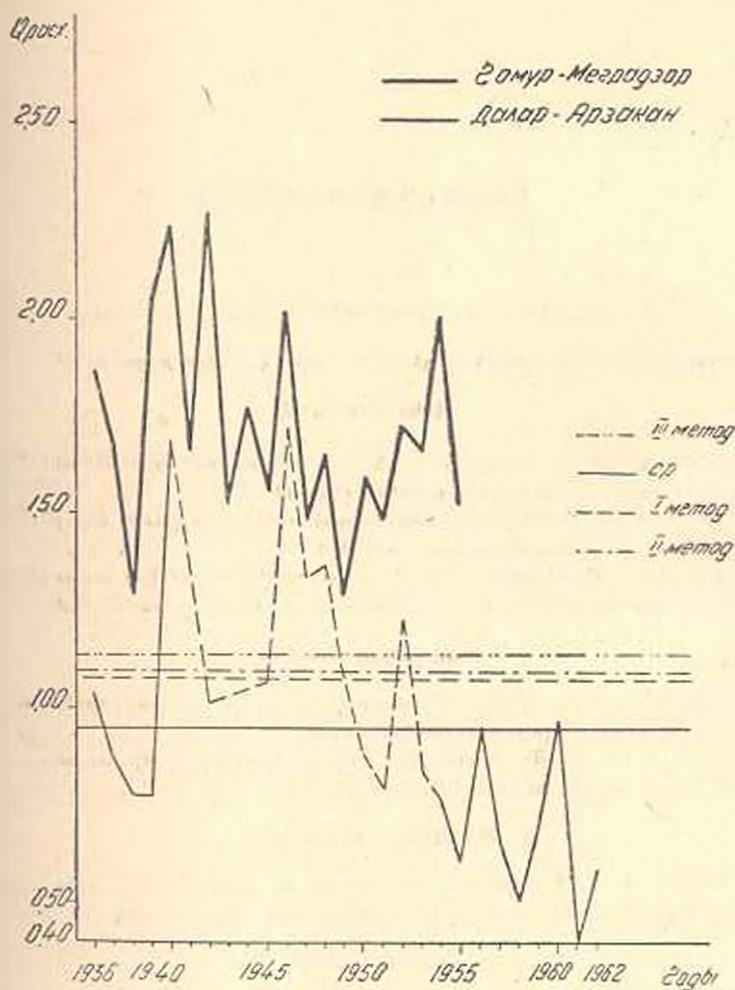


Рис. 2. Гидрограф в бассейне реки Гомур—Мегралзор, Далаг—Арзакан.

более трудоемкие, поэтому в тех случаях, когда с помощью аналога определяется только многолетняя норма, а не ежегодные величины расходов, целесообразно пользоваться методом пропорций.

Н. И. В. Г. И. Г.

Поступило 10.VII.1966.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Агунов А. В. Нормы стока и колебания водности рек Западной Сибири. Колебания и изменения речного стока, АН СССР, М., 1960.

Ր Ո Վ Ա Ն Կ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

էջ

ԷՆԵՐՅԵՏԻԿԱ

Ի. Գ. Թուանյան. Հիդրոգիեամիկական գիմադրությունը կազմվոր խոզովակում 3

ԷԼԿԻՏՐԱՏԵՆՆԻԿԱ

Թ. Վ. Սևանյան. Պողպատի լազերման զործնական հաշվառման որոշ մեթոդներ՝ բնդ-
լայնական սինխրոն ռեակտանսի որոշման զնայրում 9

Յ. Հ. Գրիգորյան, Տ. Պ. Ասատրյան. Պարամետրոնի ուժիմի հաշվումը. Երբ ինդուկտի-
վությունների կապը հոսանքից երկաստիճան է 15

Վ. Ի. Ստակավ, Գ. Ս. Մկրտչյան, Ա. Յ. Ար. Հարկազրված հարմոնիկ տատանումների
մեթոդով սինխրոն մեքենայի հաճախական բևոթադրերի սահմանումը 22

ՉԱՓՈՂԱԿԱՆ ՏԵՆՆԻԿԱ

Ն. Վ. Թուսկիլու. Ստացիոնար ուժիմում աշխատող ունակային պարամետրոնի ամպլի-
տուզայի և ֆազայի ֆունկտուադիաների մասին 28

Հ. Ս. Հակոբյան, Մ. Կ. Տեր-Մարտիրոսյան. էլեկտրատեխնիկական արտադրանքի էքս-
պրենս-հակիչ սարքերի անճշտությունների անայիդը 36

ՔԻՄԻԱԿԱՆ ՏԵՆՆՈՒՄԻԿԱ

Ս. Մ. Կոստանյան, Ա. Մ. Գասպարյան. Համիւարությունի պայմաններում պինդ մարմնի
և մածուցիկ շեղուկի փոխազդեցության մեխանիզմի մասին (հաղ. Յ) 41

ԳԵՏԱԿԱՆ ԿՈՒԹԵՐ

Ն. Ա. Գալյան. Հիդրոլոգիական շարքերի երկարացման որոշ մեթոդների մասին 51

СО Д Е Р Ж А Н И Е

	Стр.
Энергетика	
<i>И. Г. Таранян.</i> Гидродинамическое сопротивление в цельнокатаной оребренной трубе	3
Электротехника	
<i>Р. В. Оганян.</i> Некоторые методы практического учета насыщения стали при определении поперечного синхронного реактansa	9
<i>Ф. А. Григорян, Т. П. Асатрян.</i> Расчет режима параметрона на индуктивных с двухступенчатыми зависимостями от тока	15
<i>В. П. Сааков, Д. С. Мелконян, А. Ф. Аб.</i> Экспериментальное определение частотных характеристик синхронной машины методом вынужденных гармонических колебаний	22
Измерительная техника	
<i>Н. П. Русских.</i> О флуктуациях амплитуды и фазы ёмкостного параметрона, работающего в стационарном режиме	28
<i>Г. С. Акопян, М. Г. Тер-Мартirosян.</i> Анализ погрешностей в приборах экспресс-контроля электротехнических изделий	36
Химическая технология	
<i>С. М. Исаакян, А. М. Гаспарян.</i> О механизме взаимодействия твердых тел с вязкой жидкостью при ламинарном режиме (Сообщение 3)	41
Научные заметки	
<i>Н. А. Давтян.</i> О некоторых методах удлинения гидрологических рядов . . .	51

