

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ
ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

ՏԵԴԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ

АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ՏԵԽՆԻԿԱԿԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՍԵՐԻԱ
СЕРИЯ ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК

Издается с 1947 г.

ԵՐԵՎԱՆԻ ԱՎԱՆ ԿՐԻՆՅՈՒՄ

Կառլան Ա. Վ. (պատ. խմբագիր), Ադրեց Հ. Տ. (պատ. խմբագրի տեղակալ), Ալեքսևսկի
Վ. Վ., Անանյան Ա. Կ., Գորոյան Տ. Ա., Զաղոյան Ս. Ա., Կազարով Ա. Գ., Տեր-Ազարե Ի. Ա.,
Փինաշյան Վ. Վ. (պատ. խմբագրի տեղակալ)
Փաստաթանկատու ջարտողար Ստեփանյան Զ. Կ.

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Касьян М. В. (ответ редактор) Առաջ Դ. Դ. (պատ. օր. խմբագրի), Алексеевский
В. В., Аноян А. К., Гороян Т. А., Задоян М. А., Назаров А. Г., Пинаджян В. В. (զեմ
օր. խմբագրի), Тер-Азарова И. А.

Отвественный секретарь Степанян З. К.

Խմբագրության հասցեն՝ Երևան—19, Բարեկամության փող. 249

Адрес редакции: Ереван-19, ул. Барикамутян, 249

АНДРОНИК ГЕВОНДОВИЧ ИОСИФЬЯՆ

(к 70-летию со дня рождения)

21 июля 1975 года исполняется 70 лет Герою Социалистического труда, академику Академии наук Армянской ССР, доктору технических наук, профессору А. И. Иосифьяну — одному из ведущих ученых-электротехников нашей страны.

А. Г. Иосифьян родился в 1905 году в селе Цмакагог Нагорно-Карабахской автономной области в семье учителя.



Семнадцатилетним юношей он вступает добровольцем в Красную Армию, где служит сначала рядовым красноармейцем, а затем старшим телефонистом. Службу в армии он совмещает с учебой на общеобразовательных курсах рабфака. После демобилизации и окончания рабфака, он поступает на электротехнический факультет Бакинского политехнического института (ныне Азербайджанский институт нефти и химии), который успешно оканчивает в 1929 г.

Уже в студенческие годы проявились те черты и особенности творческой деятельности А. Г. Носифьяна, которые наиболее характерны для него и по сей день: юношеский задор, постоянный поиск нового, стремление к самостоятельным аналитическим и экспериментальным исследованиям, настойчивость и организованность в овладении знаниями. Активный комсомолец, способный и энергичный молодой специалист был оставлен в институте на один год для работы ассистентом на кафедре теоретической электротехники.

В 1930 году дирекция Азербайджанского института нефти и химии направляет А. Г. Носифьяна во Всесоюзный электротехнический институт им. В. И. Ленина. В этом институте А. Г. Носифьян проработал 11 лет, до осени 1941 года, и именно в ВЭИ происходит становление А. Г. Носифьяна как ученого, изобретателя и организатора новых научных исследований.

С 1931 г. начинается публикация теоретических и экспериментальных исследований А. Г. Носифьяна в области электромеханики. Характерным является широкий диапазон затрагиваемых вопросов, их научная новизна, актуальность и доведение исследований до практической реализации в промышленности. Работы, выполненные А. Г. Носифьяном в ВЭИ, охватывают: теорию линейных электрических машин, теоретические и экспериментальные исследования бесконтактного сельсина (с оформлением авторского свидетельства и патентов в Англии, Германии, Франции, Италии и США), теорию преобразований дифференциальных уравнений синхронных машин, теорию и разработку силового синхронного управления с применением тириатронов, защищенную тремя авторскими свидетельствами, исследование и разработку высокооборотных дисковых асинхронных двигателей. А. Г. Носифьян в этот период, как изобретатель, получает 10 авторских свидетельств и 5 патентов. Одновременно с этой интенсивной научной работой А. Г. Носифьян читает курсы лекций по электрическим машинам и трансформаторам в Московском энергетическом институте и в Академии связи.

В этот же период А. Г. Носифьян, проявив хорошие организаторские способности, проходит путь от рядового инженера до научного руководителя лаборатории электромашин и аппаратов, начальника особого конструкторского бюро ВЭИ, начальника технического отдела опытного завода.

В 1940 году А. Г. Носифьян блестяще защищает в Энергетическом институте АН СССР докторскую диссертацию и в 1941 году получает звание профессора по специальности «Электрические машины и аппараты».

В трудные годы Великой Отечественной войны особенно ярко проявились научно-организаторские способности А. Г. Носифьяна. В сентябре 1941 г., когда немецко-фашистские войска рвались к нашей столице, А. Г. Носифьян назначается директором Московского государственного завода МЭП, продукция которого непосредственно идет на фронт.

В 1943 году тов. Носи́фьян возглавляет два завода, выполняющие заказы оборонной промышленности, на базе которых вскоре организуется научно-исследовательский институт Министерства электропромышленности, директором которого становится А. Г. Носи́фьян.

За короткий период этот институт вырастает в один из ведущих и крупнейших научно-исследовательских центров страны и преобразовывается во Всесоюзный научно-исследовательский институт электромеханики (ВНИИЭМ).

Как директор, научный руководитель и главный конструктор крупных комплексных разработок А. Г. Носи́фьян получает широкое признание.

В 1949 году А. Г. Носи́фьяну, совместно с член-корреспондентом АН СССР А. П. Костенко и другими авторами, за разработку серии новых электрических машин присуждается Государственная премия.

В 1945 году А. Г. Носи́фьян избирается член-корреспондентом, а в 1950 г. — академиком АН Армянской ССР.

Несмотря на огромную административную и общественную нагрузку, профессор Носи́фьян всегда остается на передовом крае науки.

В 1940—1945 гг. публикуется цикл работ Носи́фьяна по общей теории электромашинных усилителей и по теории синхронных следящих систем.

Эти работы в дальнейшем легли в основу монографии «Основы следящего привода», которая была одной из первых монографий в Союзе, где рассматривались вопросы автоматического управления и регулирования. В последующие годы А. Г. Носи́фьян, как руководитель многотысячного коллектива и как ученый, с удивительной проницательностью ставит новые научные проблемы и возглавляет наиболее актуальные научные направления. К ним прежде всего относятся: разработка крупных управляющих электронных вычислительных комплексов для автоматизации технологических и управленческих процессов; разработка автоматических комплексов, которые используются в космических исследованиях; разработка новых серий асинхронных двигателей мощностью до 100 кВт с оптимизацией выбора параметра с помощью ЭВМ и ряд других.

С 1955 года А. Г. Носи́фьян в Докладах АН АрмССР начинает публикацию серии статей по теории электромагнитного поля. В этих работах постулируется принцип Действия для электромагнитного поля; предложены системы дифференциальных и интегральных уравнений электромагнитного поля, которые являются сопряженными по отношению к соответствующим системам Максвелла, рассмотрены вопросы излучения электромагнитной энергии из индуктивно-емкостного колебательного контура и ряд других явлений с совершенно новых физических позиций.

А. Г. Носи́фьян интенсивно продолжает исследования в этой области и по сей день.

Научно-техническая деятельность А. Г. Носи́фьяна определила и во

многим способствовала созданию ряда самостоятельных научных коллективов, формировавших новую школу специалистов-электромехаников, а также положило начало организации новых производств и промышленных предприятий.

Особенно следует отметить роль Андроника Гевондовича в развитии электротехнической промышленности Армении. В том, что она в настоящее время является одной из ведущих отраслей народного хозяйства республики и по объему выпускаемой продукции занимает третье место в стране, есть большая доля труда Андроника Гевондовича.

А. Г. Носифьян проявил большую инициативу и настойчивость в обосновании экономической целесообразности строительства в Армении крупных заводов по серийному выпуску электрических машин, силовых трансформаторов, асинхронных двигателей, обмоточных проводов и силовых кабелей, низковольтной аппаратуры и других видов электрооборудования. Большая практическая помощь была оказана им Армэлектростроительному заводу им. В. Л. Ленин, заводам «Ереванкабель», Ереванскому электротехническому, Ереванскому электроремонтному, предприятиям в Ленинкане, Горисе, Камо и др.

Он помогал создавать новые предприятия в смежных отраслях электропромышленности — по точным электронизмерительным приборам и промышленной электронике, производству полупроводниковых приборов и изделий из электрометаллокерамики, электроизоляционным пластмассам, а также по широкому развитию в республике разработок и производству современных вычислительных машин.

Нельзя не отметить большую и плодотворную работу, проводимую А. Г. Носифьяном по развитию научно-исследовательской базы и подготовке научных кадров в республике. Под его руководством в 1956 г. в Ереване был организован Армянский филиал ВНИИЭМ, развитию и становлению которого он уделяет много времени, сил и труда. Сейчас Армянский филиал ВНИИЭМ вырос в один из крупных научно-исследовательских институтов республики (несколько лет назад преобразован во Всесоюзный научно-исследовательский институт комплексного электрооборудования).

А. Г. Носифьян во многом содействовал созданию научно-исследовательского института математических машин в Ереване, являющегося одним из ведущих институтов в этой области техники в нашей стране.

А. Г. Носифьян как ученый тесно связан с кафедрами Ереванского политехнического института, Ереванского государственного университета, институтами механики и математики Академии наук Армянской ССР и другими научными организациями республики. Он часто выступает перед студентами и молодыми специалистами с постановкой новых научных проблем и технических задач. Поэтому не случайно, что вокруг него всегда собирается талантливая и растущая молодежь, подхватывающая его смелые начинания и успешно реализующая их на практике.

Только во ВНИИКЭ свыше 30 научных сотрудников, кандидатов наук и аспирантов, научным руководителем которых являлся или является профессор А. Г. Иосифьян. Многие из его бывших учеников ныне стали крупными учениками, докторами и кандидатами наук, возглавляют самостоятельные научные коллективы и организации.

Всех, кто знает Андрионика Гевондовича по совместной работе, поражает его исключительно глубокое проникновение в существо разрабатываемой проблемы, четкость научного предвидения, широта охвата возможных аспектов применения, смелость и оригинальность новых решений. Эти черты в полной мере характеризуют динамический стиль его работы.

А. Г. Иосифьян — автор более 90 трудов и 25 изобретений, в том числе монографий «Электрические машины поступательного движения», «Бесконтактные сельсинны», «Вопросы электромеханики» и др.

Большие заслуги и плодотворная научная, инженерная, педагогическая и общественная деятельность А. Г. Иосифьяна высоко оценены Коммунистической партией и Советским правительством.

Ему присвоены почетные звания лауреата Ленинской и Государственной премий, он награжден двумя орденами Ленина, двумя орденами Трудового Красного Знамени и медалями. Андрионку Гевондовичу Иосифьяну присвоено высокое звание Героя Социалистического труда, с вручением ордена Ленина и медали «Золотая Звезда».

С 1950 года А. Г. Иосифьян неоднократно избирался вице-президентом и членом президиума Академии наук Армянской ССР. Он является заслуженным деятелем науки и техники РСФСР и Армянской ССР.

Академик Андрионик Гевондович Иосифьян находится в расцвете своей творческой и научно-организаторской деятельности, пренебрежен энергией и новыми творческими замыслами.

Научная и инженерно-техническая общественность Армении горячо поздравляет юбиляра со славным 70-летием и желает ему крепкого здоровья и дальнейших успехов в его большой и полезной работе.

Член-корреспондент
АН Армянской ССР

В. В. АЛЕКСЕЕВСКИЙ

Проректор Ереванского политехнического
института им. К. Маркса

Г. Л. АРЕШЯН

ЭЛЕКТРОТЕХНИКА

Г. Л. АРЕШЯН

АНАЛИТИЧЕСКОЕ ВЫРАЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО
МОМЕНТА ИНДУКТОРНОГО ОДНОФАЗНОГО
ГЕНЕРАТОРА С ПУЛЬСИРУЮЩИМ ПОТОКОМ

В работах [1, 2], посвященных теории однофазных индукторных генераторов с пульсирующим потоком, не рассматривались вопросы получения аналитических выражений электромагнитного момента в виде функции угла положения ротора, с учетом гармоник токов (хотя бы только первых), которые существуют во всех трех обмотках генератора: возбуждения, силовой и демпферной. В этих работах получены выражения для постоянной составляющей электромагнитного момента в предположении наличия продольной и поперечной составляющих тока первой гармоники только в силовой обмотке. Между тем, в рассматриваемых генераторах, даже в установившихся режимах во всех трех обмотках величина первых гармоник токов оказывается одного и того же порядка (речь идет о приведенных значениях токов, выраженных в относительных единицах). В некоторых генераторах (в зависимости от параметров) заметно выражены также вторые и третьи гармоники токов. Поэтому представляет определенный теоретический и практический интерес получение аналитического выражения электромагнитного момента таких генераторов и анализ влияния гармоник токов обмоток возбуждения и демпферной как на постоянную составляющую момента, так и на амплитуды гармоник в разложении функции момента при повороте ротора на 2π электрических радиан. В настоящей работе ставится задача получения аналитического выражения электромагнитного момента, и его анализ для некоторых частных случаев дается в другой работе автора.

Индукторную машину с пульсирующим потоком будем рассматривать как систему, состоящую из четырех взаимосвязанных контуров в обобщенном пространстве Лагранжа, с соответствующими обобщенными силами, координатами, скоростями и импульсами. Первые три контура в пространстве Q [3] представляют собой электрические контуры обмоток возбуждения, силовой и демпферной (индексы «в», «с» и «д»). Четвертый контур — контур механический (вещественные массы статора и ротора генератора и первичного двигателя).

В обобщенном уравнении Лагранжа

$$F_i = \frac{d}{dt} \frac{\partial T}{\partial v_i} - \frac{\partial T}{\partial x_i} \quad (i = 1, 2, 3, 4) \quad (1)$$

обобщенные силы F_i для четырех контуров будут: три э. д. с. и момент вращения

$$F_1 = e_n, \quad F_2 = e_c, \quad F_3 = e_a, \quad F_4 = M;$$

обобщенными координатами будут: электрические заряды и угол поворота ротора α и геометрических радианах

$$x_1 = q_n, \quad x_2 = q_c, \quad x_3 = q_a, \quad x_4 = \alpha;$$

обобщенными скоростями будут: электрические токи обмоток и угловая скорость вращения ротора в пространстве

$$v_1 = i_n, \quad v_2 = i_c, \quad v_3 = i_a, \quad v_4 = \dot{\alpha} = \omega_n.$$

Полная кинетическая энергия системы T равна сумме кинетической энергии T_n первых трех контуров и кинетической энергии четвертого контура T_M (как известно, кинетическая энергия, как квадратичная форма электрических токов, умноженных на механические скорости, не обнаружена):

$$T = T_n + T_M; \quad T_n = \frac{1}{2} \sum_{i,k}^{3,3} L_{ik} i_i i_k = \frac{1}{2} \sum_{i,k}^{3,3} L_{ik} i_i i_k; \\ T_M = \frac{1}{2} K_J \dot{\alpha}^2. \quad (2)$$

где L_{ik} — элементы матрицы индуктивности, с учетом параметров нагрузки;

K_J — момент инерции вращающихся вещественных масс системы. Внешний момент, действующий на четвертый контур на основе уравнения (1), будет равен:

$$M = \frac{d}{dt} \frac{\partial T}{\partial \dot{\alpha}} - \frac{\partial T}{\partial \alpha}. \quad (3)$$

Соответствующие производные определяются на основе (2):

$$\frac{\partial T_n}{\partial x} = K_J \dot{\alpha}; \quad \frac{\partial T_n}{\partial \alpha} = 0; \quad \frac{\partial T_M}{\partial x} = 0; \quad \frac{\partial T_M}{\partial \alpha} = \frac{1}{2} \sum_{i,k}^{3,3} \frac{\partial L_{ik}}{\partial \alpha} i_i i_k. \quad (4)$$

Элементы матрицы индуктивности являются функциями положения ротора и выражаются через аргумент γ — угла в электрических радианах. Связь между α и γ линейная: $\gamma = p\alpha$, где $p = z_p$ — число пар полюсов индукторного генератора, равное числу зубцов ротора. Подставляя значения частных производных по уравнению (4) в уравнение (3) и переходя к углу γ , получаем:

$$M = \frac{1}{p} K_i \ddot{\gamma} - \frac{p}{2} \sum_{i=1}^3 \sum_{k=1}^3 \frac{\partial L_{ik}}{\partial \dot{\gamma}} \dot{\gamma}_i \dot{\gamma}_k. \quad (5)$$

Второй член уравнения (5) представляет собой электромагнитный момент индукторной машины. Обозначая квадратную матрицу индуктивностей через $L = \|L_{ik}\|$, столбцовую матрицу токов — через $J = (i_1, i_2, i_3)$ и транспонированную матрицу токов через J' , получим на основе (5) выражение электромагнитного момента, записанное через матрицы, в виде:

$$M_1 = -\frac{p}{2} J' \frac{\partial L}{\partial \dot{\gamma}} J. \quad (6)$$

В выражениях (5) и (6) матрица L представляет собой сумму матрицы индуктивностей машины и матрицы индуктивностей внешней нагрузки. Поскольку индуктивность (и емкость) внешней нагрузки не зависит от угла γ , то в уравнениях (5) и (6) вполне допустимо подставлять только матрицу индуктивности машины. В дальнейшем в уравнении (6) будет использоваться матрица L , учитывающая индуктивности контуров только на участках внутри машины, т. е. в (6) будет подставляться матрица индуктивностей машины. Выражая матрицу индуктивностей L через матрицу магнитных проводимостей Λ и диагональную матрицу витков машины $W = [W_1, W_2, W_3]$ $L = W \Lambda W$, получим другое выражение для электромагнитного момента:

$$M_1 = -\frac{p}{2} F' \frac{\partial \Lambda}{\partial \dot{\gamma}} F, \quad (7)$$

где $F = WJ = (f_1, f_2, f_3)$ — столбцовая матрица м. д. с. машины; $F' = J'W$ — строчная матрица этих же м. д. с.

Уравнение (7) справедливо как для переходных процессов, так и для установившихся режимов работы. Рассмотрим подробно второй случай на примере пятизонного, двухкатушечного индукторного генератора с встречным расположением зон, т. е. типа $(b_1 \bar{a} b_0 \bar{a} b_1)$ $(b_1 \bar{a} b_0 \bar{a} b_1)$. К этому типу генераторов относятся генераторы на 8000 Гц, преобразователей серии ВПЧ (Ереван, Армэлектрозавод).

Матрица магнитных проводимостей машины Λ для генераторов типа $(b_1 \bar{a} b_0 \bar{a} b_1)$ $(b_1 \bar{a} b_0 \bar{a} b_1)$ равна*:

$$\Lambda = \frac{l_{cp}}{4p_n} \begin{vmatrix} 8\Lambda_0 - 8\epsilon - \epsilon_n & 2\Lambda_1 - 2\epsilon & 4\Lambda_2 - 4\epsilon + \epsilon_{n1} \\ 2\Lambda_1 - 2\epsilon & \Lambda_3 - 0.5\epsilon + \epsilon_c & \Lambda_4 - \epsilon \\ 4\Lambda_2 - 4\epsilon + \epsilon_{n1} & \Lambda_3 - \epsilon & 2\Lambda_2 - 2\epsilon + \epsilon_{n2} \end{vmatrix} = \frac{l_{cp}}{4p_n} \bar{\Lambda}. \quad (8)$$

* Выражение (8) получено автором из основе схемы замещения, составленной для магнитных потоков и м.д.с. обмоток длинного типа генератора и в настоящей статье не выводится, ввиду ограниченности объема статьи.

Коэффициенты ρ и ε_{a3} являются постоянными и в дальнейших выражениях не участвуют. Коэффициенты Λ_1 и Λ_2 зависят от угла γ и, с точностью до третьих гармоник включительно, равны:

$$\Lambda_1 = 1 + m_2 \cos 2\gamma; \quad \Lambda_2 = 1 + m_1 \cos \gamma + m_2 \cos 2\gamma + m_3 \cos 3\gamma, \quad (9)$$

где m_i — коэффициенты модуляции.

В выражении (8) i_{cp} является средней величиной магнитной проводимости зубцовой зоны a^* , а p_n равно числу пар полюсов обмотки возбуждения.

В силу уравнения (8), получаем

$$\frac{\partial \Lambda}{\partial \gamma} = \frac{i_{cp}}{4p_n} \frac{\partial \bar{\Lambda}}{\partial \gamma} = \frac{i_{cp}}{4p_n} \bar{\Lambda}, \quad (10)$$

где через $\bar{\Lambda}$ обозначена производная матрицы Λ по γ .

Производя необходимые вычисления, с учетом уравнения (9), получаем

$$\bar{\Lambda} = -A_1 \sin \gamma - A_2 \sin 2\gamma - A_3 \sin 3\gamma, \quad (11)$$

где матрицы A_i равны:

$$A_1 = m_1 \begin{vmatrix} 0 & 2 & 0 \\ 2 & 1 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{vmatrix}; \quad A_2 = 2m_2 \begin{vmatrix} 8 & 2 & 4 \\ 2 & 1 & 1 \\ 4 & 1 & 2 \end{vmatrix}; \quad A_3 = 3m_3 \begin{vmatrix} 0 & 2 & 0 \\ 2 & 1 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{vmatrix}. \quad (12)$$

Выразим матрицы м. д. с. также через относительные величины.

За базовое значение для м. д. с. примем постоянную составляющую м. д. с. обмотки возбуждения $f_{во} = W_n i_{во}$. Тогда

$$F = f_{во} \bar{F}, \quad F^t = f_{во} \bar{F}^t. \quad (13)$$

Подставляя в уравнение (7) составляющие значения по уравнениям (10) и (13), получим:

$$M_1 = M_b \bar{M}_1; \quad M_b = \frac{\rho}{2} \frac{i_{cp}}{4p_n} f_{во}^2; \quad \bar{M}_1 = -\bar{F}^t \bar{\Lambda} \bar{F}, \quad (14)$$

где M_b — базовый электромагнитный момент;

\bar{M}_1 — электромагнитный момент в относительных единицах.

Как следует из (14), для вычисления электромагнитного момента необходимо знание матриц $\bar{\Lambda}$ и \bar{F} (матрица \bar{F}^t определяется из \bar{F}).

Для рассматриваемого типа генераторов матрица $\bar{\Lambda}$ задается уравнением (11) и не зависит от режимов работы генератора. Различные

режимы работы генератора обуславливают различные значения матрицы м. д. с. \bar{F} и, следовательно, различные значения \bar{M}_1 . Для установленных режимов работы при постоянной скорости вращения ротора, матрица м. д. с. \bar{F} для конкретных внешних нагрузок генератора определяется в результате решения основной системы уравнений м. д. с. [4]. Матрицу м. д. с. можно определить с точностью до любого числа гармоник. Исследования показали, что для широкого диапазона изменений $\cos\gamma$, четвертые и выше гармоники м. д. с. практически очень малы (по отношению к первым гармоникам), и для практики представляет интерес только первые три гармоники м. д. с. обмоток генератора. Представим м. д. с. обмоток в относительных величинах в виде:

$$\begin{aligned} \bar{f}_a &= 1 + \sum_{\nu} \bar{F}_{a\nu}^d \cos\nu\gamma + \sum_{\nu} \bar{F}_{a\nu}^q \sin\nu\gamma; \\ \bar{f}_c &= \sum_{\nu} \bar{F}_{c\nu}^d \cos\nu\gamma + \sum_{\nu} \bar{F}_{c\nu}^q \sin\nu\gamma; \\ \bar{f}_s &= \sum_{\nu} \bar{F}_{s\nu}^d \cos\nu\gamma + \sum_{\nu} \bar{F}_{s\nu}^q \sin\nu\gamma. \end{aligned} \quad (15)$$

На основе (15) образуется матрица м. д. с. \bar{F} вида

$$\bar{F} = \bar{F}_0 + \sum_{\nu} \bar{F}_{\nu}^d \cos\nu\gamma + \sum_{\nu} \bar{F}_{\nu}^q \sin\nu\gamma, \quad (16)$$

где $\bar{F}_0 = (100)$ — столбцовая матрица постоянных составляющих м. д. с;

$\bar{F}_{\nu}^d = (\bar{F}_{\nu a}^d \bar{F}_{\nu c}^d \bar{F}_{\nu s}^d)$ — столбцовая матрица продольных м. д. с. ν -ых гармоник;

$\bar{F}_{\nu}^q = (\bar{F}_{\nu a}^q \bar{F}_{\nu c}^q \bar{F}_{\nu s}^q)$ — столбцовая матрица поперечных м. д. с. ν -ых гармоник.

Обозначая квадратными скобками строимые матрицы, получаем для транспонированных матриц выражение

$$\bar{F}^t = \bar{F}_0^t + \sum_{\nu} (\bar{F}_{\nu}^d)^t \cos\nu\gamma + \sum_{\nu} (\bar{F}_{\nu}^q)^t \sin\nu\gamma, \quad (17)$$

где

$$\bar{F}_0^t = [100]; \quad (\bar{F}_{\nu}^z)^t = [\bar{F}_{\nu a}^z \bar{F}_{\nu c}^z \bar{F}_{\nu s}^z]; \quad z = d, q; \quad \nu = 1, 2, 3.$$

Как было указано, для конкретного установленного режима, численные значения \bar{F}_{ν}^z ($z = a, c, s$; $z = d, q$; $\nu = 1, 2, 3$) определяются ре-

шением основной системы уравнений м. д. с. и при вычислении электромагнитного момента являются заданными.

Подставив значения $\tilde{\lambda}$ по уравнению (11), \tilde{F} по уравнению (16) и \tilde{F}' по уравнению (17) в выражение для \tilde{M}_e [последнее уравнение (14)], произведя перемножение и тригонометрические преобразования, получаем выражение электромагнитного момента в виде:

$$\tilde{M}_e(\gamma) = C_0 + \sum_k C_k \cos k\gamma + \sum_k S_k \sin k\gamma, \quad (18)$$

где C_0 — постоянная составляющая, а C_k и S_k ($k = 1, 2, \dots, 6$) — амплитуды косинусных и синусных гармоник.

Получены аналитические выражения этих скалярных величин через исходные матрицы. Полученные выражения решают поставленную задачу, т. к. позволяют вычислить составляющие электромагнитного момента для любого заданного режима нагрузки с учетом взаимодействия всех гармоник токов (м. д. с.), которые существуют в трех обмотках генератора.

ЕрПН им. К. Маркса

Поступило 18.III.1975.

Գ. Լ. ԱՐԻՇԱՆ

**ԲԱԲԱՆՈՂ ՀՈՒՔՈՎ ԽՈԱՅԱԶ ԻՆՎՈՒՍՏՈՐԱՅԻՆ ԳԵՆԵՐԱՏՈՐԻ
ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԿՆԻՍԱԿԱՆ ԻՄՈՒՆՏԻ ԱՆԱՎԵՏԻՎ ԱՐՏԱԶԱՅՏՈՒԹՅՈՒՆՆԸ**

Ա Վ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Հագրանժի բնդհանրացման համառարման հիման վրա ստացված է ինվոլյուտորային դիներատորի էլեկտրամագնիսական մոմենտի անալիտիկ արտահայտությունը կարճամ ստորի դիրքի անկյունից:

Մոմենտի ֆունկցիան վերածված է Ֆուրյեի սինուսային և կոսինուսային շարքի և ստացված են մոմենտի հաստատված բաղադրիչի և սինուսային ու կոսինուսային հարմոնիկաների ամպլիտուդաների անալիտիկ արտահայտությունները: Ստացված բանաձևերը հաշվի են առնում մ. շ. ու. -երի հարմոնիկ բաղադրիչները բոլոր երեք փաթույթներում և մագնիսական հոսքի մագնիսային առաջին երկք գործակիցները:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Алексеев М. М. Машинные генераторы повышенной частоты. Изд. «Энергия», 1967.
2. Аллер Н. Я., Терзян А. А. Индукторные генераторы. Изд. «Энергия», 1970.
3. Носицян А. Г. О принципах электромеханики. «Доклады АН АрмССР», 1970, т. 51, № 1.
4. Арешли Г. Я. Теория установившихся процессы однофазных генераторов с пульсирующим потоком. «Доклады АН АрмССР», 1974, т. 58, № 5.

ЭЛЕКТРОТЕХНИКА

В. С. ВАРШЕТАН

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ
 НЕСИНФАЗНОГО УПРАВЛЕНИЯ ИМПУЛЬСНЫМИ
 ПРЕОБРАЗОВАТЕЛЯМИ ПРИ ПИТАНИИ ОТ
 АККУМУЛЯТОРНОЙ БАТАРЕИ

Одним из основных показателей импульсорегулируемых систем, питающихся от аккумуляторной батареи (АБ) с ограниченной энергоемкостью являются потери энергии и среднее значение тока в последней. Как известно, в реальных условиях, даже при наличии сглаживающих фильтров на входах импульсных преобразователей, ток источника может иметь прерывистый характер, вследствие чего появляются дополнительные пульсационные потери энергии на внутреннем сопротивлении АБ. При наличии двух и более импульсно-регулируемых нагрузок с целью уменьшения дополнительных потерь энергии и среднего разрядного тока АБ целесообразно применить схему, в которой отдельные нагрузки (или группы нагрузок) питаются через индивидуальные импульсные преобразователи, работающие с временным сдвигом $\tau = T/n$ (T — одинаковый для всех нагрузок период повторения импульсов напряжения, n — число нагрузок).

Ниже приводится энергетический анализ такого несинфазного управления (НСУ) по сравнению с синфазным (СФ) с учетом разрядной характеристики АБ.

Для предварительной оценки и упрощения анализа вначале принимается, что импульс тока нагрузки имеет прямоугольную форму.

Экономленная энергия от применения НСУ по сравнению с синфазным при регулировании напряжения на нагрузках в полном диапазоне зависит от характера распределения скважности импульсов напряжения нагрузок (γ) во времени, которое диктуется режимом работы.

При равномерном распределении γ экономленная энергия в относительных величинах ($\Delta \mathcal{E}$) представляется так:

$$\Delta \mathcal{E} = 1 - \frac{\sum_{i=1}^n \int_{\frac{\tau}{n}}^{\frac{(n-i)\tau}{n}} I_{i0} d\tau}{\int_0^{\tau} I_{i0} d\tau} \quad (1)$$

где n — число нагрузок; I_{i0} и I_{00} — действующие значения тока источника соответственно при СФ и НСУ.

Если считать, что среднее ($I_{ср,n}$) или среднеквадратичное ($I_{1,n}$) значения тока нагрузки не зависят от γ , то из выражения (1) соответственно получим:

$$\Delta \mathcal{E} = 1 - 1/n \quad \text{и} \quad \Delta \mathcal{E} \approx 0,525 - 0,357/n.$$

Например, при наличии двух нагрузок ($n=2$) в указанных режимах потери энергии в источнике питания при несинфазном управлении уменьшаются соответственно на 50 и 34%.

Когда источником питания является аккумуляторная батарея, то энергетическую эффективность НСУ целесообразно оценивать по разрядной мощности АБ. Если считать, что АБ обладает только внутренним активным сопротивлением R_A , то токи нагрузки i и источника i_A при соответствующем значении γ имеют вид, приведенный на рис. 1. Разрядная мощность источника P_r при НСУ определяется выражением:

$$P_r = \frac{U_0^2}{R_A} nr \frac{1}{m(m-1)} \left[\frac{r^2 \gamma}{m(m-1)} + \frac{2r+2m-1}{n} - \gamma \right], \quad (2)$$

$$\left(1 + \frac{r}{m} \right)^2 \left(1 + \frac{r}{m-1} \right)^2$$

где $r = R_H/R_A$; R_H — эквивалентное сопротивление нагрузки; U_0 — э. д. с. источника питания.

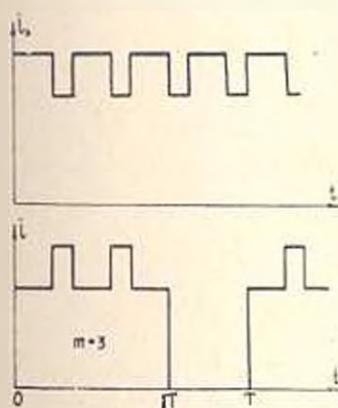


Рис. 1

Зависимость разрядной мощности АБ от γ для $n=2; 4$, рассчитанная по формуле (2), приведена на рис. 2. Хотя и среднее за период импульса значение разрядного тока АБ в режиме $I_{ср,n} = \text{const}$ при несинфазном управлении не меняется, тем не менее разрядная мощность и отдача АБ по энергии при этом соответственно увеличиваются.

Наибольший интерес представляет сравнение НСУ и СУ в режиме передачи нагрузкам одинаковой мощности. При этом получаем:

$$K = \frac{P_{r2}}{P_{r1}} = \frac{1}{n} \frac{m^2(m-1+r)^2 \left(\gamma - \frac{m-1}{n} \right) + (m-1)^2(m+r)^2 \left(\frac{m}{n} - \gamma \right)}{m(m-1+r)^2 \left(\gamma - \frac{m-1}{n} \right) + (m-1)(m+r)^2 \left(\frac{m}{n} - \gamma \right)}; \quad (3)$$

$$k = \frac{I_{A2}}{I_{A1}} = \frac{(m+r)(m-1+r)}{n-r} \frac{m \frac{m-1}{n} + r\gamma}{m \frac{m-1}{n} (2m-2r-1) - (r^2 - m^2 + m)}; \quad (4)$$

где I_{A_0} , I_A — среднее значение тока аккумулятора соответственно при ИСУ и СУ. Характер изменения K и λ приведен на рис. 3. При

$$\gamma = \frac{m}{n} \text{ имеем: } K = \frac{m}{n}; \lambda = \frac{m-r}{n-r} \leq 1.$$

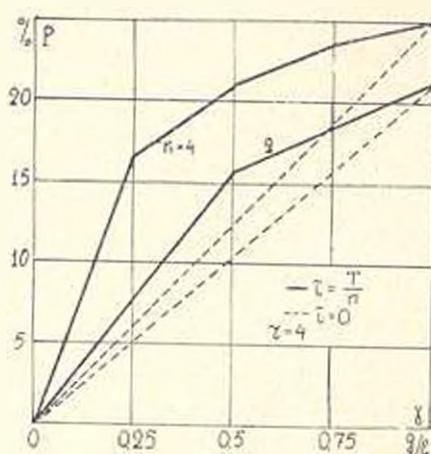


Рис. 2

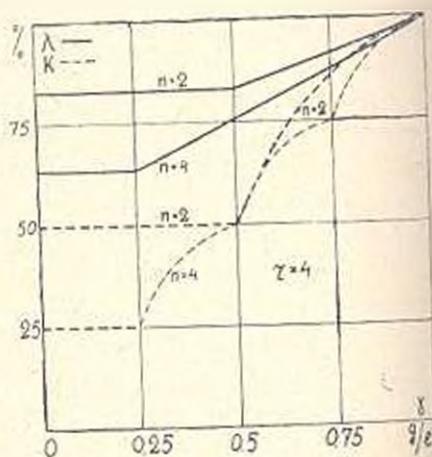


Рис. 3

Если разрядная емкость свинцово-кислотной батареи при синфазном управлении равняется Q_0 , то емкость Q при несинфазном управлении можно определить по формуле Пейкерта [1]:

$$\frac{Q}{Q_0} = \lambda^{-a} > 1.$$

где $a > 0$ — коэффициент аппроксимации разрядной характеристики данной АБ; $a = 1$ и для данного режима определяется из выражения (4). В случае $\gamma = m/n$ имеем:

$$Q = Q_0 \left(\frac{r+n}{m+r} \right)^a.$$

Таким образом, в режиме передачи нагрузкам одинаковой мощности при несинфазном управлении импульсных преобразователей по сравнению с синфазным не только уменьшаются потери энергии в АБ [согласно формуле (3)], но и уменьшается среднее значение разрядного тока АБ. Последнее, в свою очередь, приводит к увеличению полного времени разряда батареи и, тем самым, к дополнительному увеличению отдачи АБ по емкости (в ампер-часах) и по энергии.

Для оценки энергетической эффективности несинфазного управления было проведено экспериментальное исследование на двухдвигательной установке электропривода электромобиля ЭМ-СрИИ-1 общей номинальной мощностью 16 кВт при питании от свинцово-кислотной батареи, состоящей из аккумуляторов типа 6СТ-12. Разряд АБ при синфазном и несинфазном управлениях производился при одинаковых значениях среднего тока АБ 50А и 35,8А и при значениях скважности

$\gamma = 0,25; 0,5; 0,75$.

Для аналитической оценки эффективности несинфазного управления двумя импульсными преобразователями по сравнению с синфазным управлением принимаем следующие допущения:

- 1) машины постоянного тока последовательного возбуждения работают на линейном участке кривой намагничивания;
- 2) отсутствует влияние вихревых токов контуров двигателя;
- 3) тиристорные и дельные преобразователи принимаются как идеальными управляемыми ключами.

С учетом этих допущений уравнения, описывающие электрическое равновесие цепи источник-нагрузка в квазистационарном режиме при постоянной скорости вращения электродвигателей, имеют следующий вид [2]:

при открытом состоянии импульсного преобразователя

$$U_0 - i_1 R_A = i_1 R + L \frac{di_1}{dt} + ci_1 \omega; \quad (5)$$

при закрытом состоянии импульсного преобразователя

$$0 = i_2 R + L \frac{di_2}{dt} - ci_2 \omega, \quad (6)$$

где i_1 и i_2 — токи нагрузки в соответствующие промежутки времени; R и L — соответственно полное омическое сопротивление и коэффициент самонадукции цепи одной нагрузки;

c — постоянный коэффициент электродвигателя;

ω — скорость вращения электродвигателя.

Начальные условия для определения постоянных интегрирования уравнений (5) и (6) будут следующими:

$$i_1|_{t=0} = i_1|_{t=T}; \quad i_2|_{t=0} = i_2|_{t=T(1-\gamma)},$$

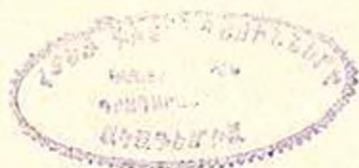
где T — период работы импульсных преобразователей;

$\gamma = t_n / T$ — скважность импульсов напряжения на нагрузках;

t_n — длительность импульса напряжения (время открытого состояния импульсных преобразователей).

Решая уравнения (5) и (6) при вышеуказанных начальных условиях и определяя ток источника, для оценки относительного увеличения разрядной мощности аккумуляторной батареи при несинфазном управлении импульсными преобразователями по сравнению с синфазным получим следующее выражение:

$$\Delta P = \frac{P - P_0}{P_0} = \frac{\frac{1}{2\alpha_1} \left[\frac{1 - e^{-\alpha_1(1-\gamma)}}{1 - e^{-\alpha_1}} \right]^2 \left(1 - e^{-2\alpha_1 T} \right) - \frac{2}{\alpha_1} \frac{1 - e^{-\alpha_1(1-\gamma)}}{1 - e^{-\alpha_1}} \left(1 - e^{-\alpha_1 T} \right) + \gamma}{\frac{I_{к.л}}{I_{ср.н}} \left[\gamma - \frac{1 - e^{-\alpha_1(1-\gamma)} - e^{-\alpha_1 T}}{1 - e^{-\alpha_1}} \frac{1}{\alpha_1} \right] - 2 \left[\gamma - \frac{2}{\alpha_1} (1 - e^{-\alpha_1 T}) \frac{1 - e^{-\alpha_1(1-\gamma)}}{2\alpha_1} \left[\frac{1 - e^{-\alpha_1(1-\gamma)}}{1 - e^{-\alpha_1}} \right]^2 \right]} \quad (17)$$



где P и P_0 — разрядная мощность АБ соответственно при НСУ и СУ;

$$\gamma_1 = \gamma \frac{\Delta U}{\Delta U_0}; \quad \gamma — частотный параметр; \Delta U — относительное падение на-$$

пряжения в ветви двигателя; $I_{к.д.}$ — ток короткого замыкания АБ; $I_{ср.д.}$ — среднее значение тока одной нагрузки за период работы импульсных преобразователей I .

На рис. 4 в качестве примера приведены осциллограммы токов двигателей $i_{1д.}$, $i_{2д.}$, напряжения $U_{д.}$ и тока $I_{д.}$ аккумуляторной батареи соответственно при СУ и НСУ.

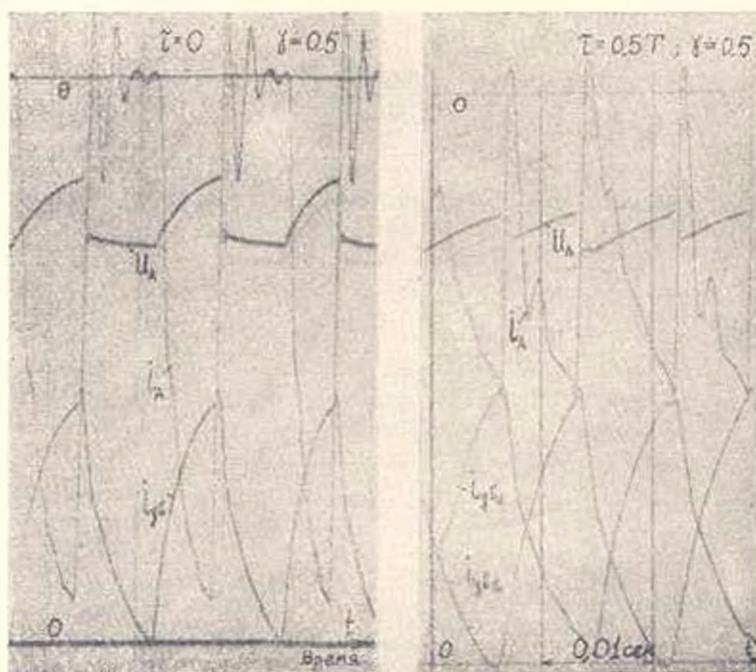


Рис. 4

По результатам обработки экспериментальных данных в табл. 1 приведены значения K и ΔP ; в числителе — экспериментальные значения, в знаменателе — теоретические, вычисленные по формуле (7). Как видно из таблицы, результаты опытов хорошо согласуются с теоретическими.

На основании вышесказанного можно сделать выводы, что по сравнению с СУ при несинфазном управлении двумя отдельными импульсными преобразователями

— потери энергии АБ уменьшаются вдвое при $\gamma \leq 0,5$ (при $\gamma > 0,5$ потери уменьшаются меньше чем в два раза, что связано с перекрытием импульсов тока нагрузок и цепи АБ);

— разрядная мощность и энергия аккумуляторной батареи увели-

чивается с средним на 20—25% (для вышеуказанной установки), что приведет к соответствующему увеличению пробега автомобиля:

—уменьшается среднее значение разрядного тока АБ при передаче нагрузкам одинаковой мощности, что, в свою очередь, также приводит к соответствующему увеличению отдачи АБ по емкости и энергии, т. е. улучшается использование АБ.

Таблица 1

T	Значения K (в долях единицы) при I _A		Значения ΔP (в %) при I _A	
	50 А	35,8 А	50 А	35,8 А
0,25	0,46	0,505	38,0	17,5
	0,50	0,500	35,0	16,0
0,50	0,49	0,51	27,5	21,0
	0,50	0,51	26,0	19,0
0,75	0,74	0,80	19,0	13,0
	0,78	0,82	18,0	12,6

Вышеприведенное исследование показывает целесообразность применения псевдофазного импульсного управления взамен синфазного при наличии импульснорегулируемых многонагрузочных установок, например, автомобилей, электровозов и других установок с многодвигательным электроприводом.

ЕрПИ им. К. Маркса

Поступило 25.VI, 1974.

Վ. Ս. ՎԱՐՊԵՏՏԱՆ

ԻՄՊՈՒԼՍՆԻ, ԿԵՐՈՎՓՈՒԵՂՆԵՐԻ ՈՉ ՄԻՆՅԱԶ ԿԱՌԱՎԱՐՄԱՆ ԷՆԵՐԳԵՏԻԿ ԷՅԵԿՏԻԿՈՒԹՅԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆԸ ԱՎՈՒՄՈՒՅԱՏՈՐԱՅԻՆ ՄԱՐՏԿՈՅԻՑ ԱՆՄԱՆ ԳԵՊՐՈՒՄ

Ա մ փ ո փ ո ս մ

Հողվածում բերված է ահումուլյատորային մարտկոցում հարստության կորուստների վերլուծությունը իմպուլսային կառավարվող սպառիչների առկայության դեպքում: Յույց է տրված, որ երկու ն ափելի սպառիչների առկայության դեպքում նպատակահարմար է օգտագործել միացման սխեման, որտեղ առանձին սպառիչների իմպուլսային կերպափոխիչներն աշխատում են ժամանակակից շեղումով: Ապացուցված է, որ այդպիսի կառավարման դեպքում

մեծանում է ոչ միայն ակումուլյատորային մարտկոցի պարպման հզորությունը, այլև փոքրանում է նրա պարպման շոտանքի միջին արժեքը, որն էլ, իր հերթին, բերում է ակումուլյատորային մարտկոցի պարպման ունակության և էներգիայի մեծացման:

Ստացված անալիտիկ արտահայտությունները համադրված են փորձարարական ուսումնասիրությունների արդյունքների հետ, որոնք կատարվել են էլեկտրոմոտրիչի էլեկտրաշարժարների երկշարժիչ տեղակայանքի վրա: Համադրումը ավելի է բավարար զուգամիտություն: Ցույց է տրված բազմաշարժիչ էլեկտրաշարժարների ոչ սինֆազ խմբալսային կառավարման նպատակադրման հնարավորությունը:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Давоян М. А. Химические источники тока. Изд. «Энергия», 1969.
2. Глазенько Т. А. Полупроводниковые преобразователи в электроприводах постоянного тока. Изд. «Энергия», 1973.

ЭЛЕКТРОТЕХНИКА

А. А. ТОРՄՅԱՆ, А. И. ЦАТУРՅԱՆ

О СТРУКТУРЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ КОРОННОГО
 РАЗРЯДА В ДВУХФАЗНОЙ АЭРОДИСПЕРСНОЙ СРЕДЕ

Интенсификация процессов, основанных на силовом взаимодействии электрического поля и частиц, заряженных в поле коронного разряда (электрогазоочистка, электросенарация, электроокраска и т. д.), требует увеличения концентрации дисперсной фазы в рабочем объеме аппарата. Обсуждение вопроса о структуре электрического поля коронного разряда в двухфазной аэродисперсной среде представляет существенный интерес, т. к. этот вопрос еще мало изучен [1-6], а его решение имеет важное значение для количественного описания физической картины в аппаратах, работающих при высоких концентрациях дисперсной фазы. Влияние дисперсной фазы на структуру электрического поля коронного разряда, в основном, характеризуется коэффициентом перераспределения поля μ и коэффициентом изменения суммарной плотности объемного заряда γ .

Естественно, возникает вопрос о том, какое влияние оказывает дисперсная фаза на изменение этих коэффициентов вдоль силовой линии и на их взаимосвязь.

Исходными уравнениями для рассматриваемой задачи является уравнение Пуассона, представлено за пределами зоны ионизации и в виде [2]:

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = \frac{\rho_1 + \rho_2}{\epsilon_0}, \quad (1)$$

и уравнение неразрывности плотности тока:

$$\operatorname{div} \mathbf{j} = 0. \quad (2)$$

При отсутствии дисперсной фазы ($\rho_2 = 0$) уравнения (1) и (2) преобразуются в

$$\operatorname{div} \mathbf{E}_0 = \frac{\rho_1}{\epsilon_0} \quad (3)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{j}_0 = 0, \quad (4)$$

В уравнениях (1)-(4) \mathbf{E}_0 , \mathbf{E} — напряженности поля; ρ_0 , ρ_2 — плотности ионного заряда; \mathbf{j}_0 , \mathbf{j} — плотности ионного тока, соответственно, при отсутствии и наличии дисперсной фазы; ϵ_0 — плотность объемного

заряда дисперсной фазы; ϵ_0 —абсолютная диэлектрическая проницаемость вакуума.

Полная плотность тока коронного разряда при наличии дисперсной фазы J складывается из двух составляющих:

$$J = J_0 + \Delta J, \quad (5)$$

где ΔJ —плотность тока, обусловленная движением частиц дисперсной фазы в направлении поля.

В промышленных аппаратах подвижность частиц дисперсной фазы намного (на 2—3 порядка) меньше подвижности ионов, а плотность их зарядов одного порядка [6], поэтому $\Delta J \ll J$, т. е. $J \approx J_0$. Такое соотношение составляющих плотности тока означает, что дисперсная фаза находится в неподвижном состоянии. Для неподвижного состояния дисперсной фазы установлено, что дисперсная фаза перераспределяет поле [2—5] и изменяет суммарную плотность объемного заряда [3, 4]. Ниже будет рассматриваться этот случай.

Обозначим:

$$\psi = \frac{E_z}{E_0}, \quad (6) \quad \nu = \frac{\rho_1 + \rho_2}{\rho_0}. \quad (7)$$

Используя допущение о том, что объемный заряд дисперсной фазы не деформирует силовые линии исходного поля [6], и сделанные обозначения, из (1) с учетом (3) можно получить:

$$\begin{aligned} \operatorname{div} E_z &= \operatorname{div} \psi E_0 = \psi \operatorname{div} E_0 + E_0 \operatorname{grad} \psi = \\ &= \psi \frac{\rho_0}{\epsilon_0} + E_0 \operatorname{grad} \psi = \frac{\rho_1 + \rho_2}{\epsilon_0}. \end{aligned}$$

Так как $\operatorname{grad} \psi$ совпадает с направлением E_0 [7], то

$$\psi \frac{\rho_0}{\epsilon_0} + E_0 |\operatorname{grad} \psi| = \frac{\rho_1 + \rho_2}{\epsilon_0}$$

или

$$\psi + \frac{E_0}{\rho_0} \epsilon_0 |\operatorname{grad} \psi| = \nu. \quad (8)$$

Из (8) следует, что при $\psi \rightarrow \nu$ имеет место $|\operatorname{grad} \psi| = 0$.
Далее, из (2) и (4) имеем:

$$\nu = \frac{J_1}{kE_0} \quad \text{и} \quad \rho_0 = \frac{J_0}{kE_0},$$

где k —подвижность ионов.

Значение ν , определяется законом распределения дисперсной фазы в промежутке и временной характеристикой процесса зарядки. Зарядка дисперсной фазы при развитой короне является стремитель-

ным процессом, поэтому наибольший интерес представляет установившийся режим, для которого по теории зарядки Потенье [8]:

$$\rho_1 = \epsilon_0 \epsilon E_1,$$

где ϵ — коэффициент, пропорциональный поверхности частицы дисперсной фазы в единице объема.

Подставляя полученные значения ρ_0 , ρ_1 и ρ_2 в (7) и преобразуя, получим:

$$E_1^2 = \frac{\rho_1 J_0 - J_1}{\epsilon_0 k \epsilon^2} \quad (9)$$

С другой стороны

$$\frac{\epsilon_0 E_0}{\rho_0} = \frac{\epsilon_0 k E_1^2}{J_0} = \frac{\rho_1 J_0 - J_1}{J_0 \epsilon^2 \epsilon} \quad (10)$$

Подставляя значение $\frac{\epsilon_0 E_0}{\rho_0}$ из (10) в (8), получаем:

$$|\text{grad } \theta| = \frac{\epsilon^2 \epsilon (\nu - \theta)}{\rho_1 - \frac{J_1}{J_0}} \quad (11)$$

Уравнение (11) дает взаимосвязь коэффициентов ν и θ . Для точек $|\text{grad } \theta| = 0$ имеем $\nu = \theta = \theta_1$ и из (9) следует, что

$$\theta_1 = \sqrt{\frac{J_1}{J_0 - \epsilon_0 k E_0^2}} \quad (12)$$

Кроме того, в точках $\theta = \theta_1$ из условия $|\text{grad } \theta| = 0$ следует взаимосвязь

$$\left(E_0 \frac{dE_0}{dr} \right)_{\theta_1} = \left(E_1 \frac{dE_1}{dr} \right)_{\theta_1} \quad (13)$$

где r — криволинейная (в общем случае) координата вдоль силовой линии.

Уравнения (8) и (11) — (13) дают изменение коэффициентов θ и ν , их взаимосвязь и положение точек, в которых $\nu = \theta$.

Для количественного представления структуры поля в двухфазной среде рассмотрим простейшую геометрию электродов — коаксиальную систему цилиндров (r_0 , R), в которой внутренний цилиндр коронирует. Решение системы уравнений (1) — (4) в предположении $\epsilon = \text{const}$ дает [3]:

$$E_1 = \sqrt{\frac{i_1}{2\pi k \epsilon_0} \frac{e^{2\nu r} - e^{2\nu(2r_0+1)} - 2\nu r - 1}{(2\nu r)^2}} + E_0^2 \frac{r_0^2}{r^2} e^{2\nu r - 2\nu} \quad (14)$$

$$E_0 = \sqrt{\frac{i_0}{2\pi k \epsilon_0} \left(1 - \frac{r_0^2}{r^2} \right) + E_0^2 \frac{r_0^2}{r^2}} \quad (15)$$

Здесь E_0 — начальная напряженность короны, определяемая по эмпирическому выражению Пика; r — текущий радиус; i_0 , i_r — ток короны с погонного метра внутреннего цилиндра при отсутствии и наличии дисперсной фазы, соответственно. Связь между i_0 и i_r следует из вольтамперной характеристики разряда

$$U = \int_{r_0}^R E_r dr = \int_{r_0}^R E_0 dr, \quad (16)$$

где U — приложенное к коронирующему промежутку напряжение.

Численный анализ уравнений (11), (14) и (15) показывает, что условие $\theta = \gamma$ имеет место в двух областях: а) в непосредственной близости от коронирующего электрода, б) вдали от него ($r \gg r_0$).

Рассмотрим взаимосвязь θ и γ и их значения в указанных областях.

а. Область, прилегающая к коронирующему электроду с радиусом r , имеющим порядок r_0 . В промышленных аппаратах концентрация дисперсной фазы и геометрия поля таковы, что $\varepsilon r_0 \ll 1$ [6]. Тогда с достаточной точностью справедливы разложения:

$$e^{2\varepsilon r} = 1 + 2\varepsilon r, \quad \text{и} \quad e^{2\varepsilon r} = 1 + 2\varepsilon r + \frac{(2\varepsilon r)^2}{2!}.$$

Кроме того, при любой стадии коронного разряда имеет место условие [9]:

$$\frac{i_0}{2\pi k r_0} \ll E_0^2.$$

С учетом этих приближений выражениям (14) и (15) можно придать вид:

$$E_r = \sqrt{\frac{i_0}{2\pi k r_0} + E_0^2 \frac{r_0^2}{r^2} \frac{1}{1 + 2\varepsilon r_0} \left[1 + 2\varepsilon r + \frac{(2\varepsilon r)^2}{2!} \right]}, \quad (17)$$

$$E_0 = \sqrt{\frac{i_0}{2\pi k r_0} + E_0^2 \frac{r_0^2}{r^2}}. \quad (18)$$

Значения E_r и E_0 из (17) и (18) подставим в (13) и продифференцируем. После преобразований получим:

$$\theta_1 = \sqrt{\frac{1 + \varepsilon r}{1 + 2\varepsilon r_0}}. \quad (19)$$

Для рассматриваемой системы коаксиальных цилиндров (12) принимает вид:

$$\vartheta_2 = \sqrt{\frac{i_2}{i_0 - 2\pi k \varepsilon_0 \varepsilon r E^2}} \quad (20)$$

Приравнявая (19) и (20), с учетом (18) получаем:

$$\frac{i_2}{i_0 - 2\pi k \varepsilon_0 \varepsilon r \left| \frac{i_0}{2\pi k \varepsilon_0} + E_0^2 \frac{r_0^2}{r^2} \right|} = \frac{1 + \varepsilon r}{1 + 2\varepsilon r_0} \quad (21)$$

Так как $\varepsilon r \ll 1$, то $(\varepsilon r)^2 \ll 2(\varepsilon r)^2$. Тогда членом, содержащим $(\varepsilon r)^2$, можно пренебречь и получим:

$$2 \frac{i_0}{E_0^2} (\varepsilon r)^2 + \left| \frac{i_0}{E_0^2} - \frac{i_2}{E_0^2} (1 + \varepsilon r_0) - 2\pi k \varepsilon_0 (\varepsilon r_0)^2 \right| \varepsilon r - 2\pi k \varepsilon_0 (\varepsilon r_0)^2 = 0. \quad (22)$$

Обозначим:

$$2 \frac{i_0}{E_0^2} = a;$$

$$\frac{i_0}{E_0^2} - \frac{i_2}{E_0^2} (1 + \varepsilon r_0) - 2\pi k \varepsilon_0 (\varepsilon r_0)^2 = b;$$

$$2\pi k \varepsilon_0 (\varepsilon r_0)^2 = c.$$

С учетом этих обозначений (22) примет вид:

$$a(\varepsilon r)^2 + b(\varepsilon r) - c = 0.$$

Откуда*

$$\varepsilon r = \frac{-b + \sqrt{b^2 + 4ac}}{2a}. \quad (23)$$

Выражение (23) дает координату точки (вблизи коронирующего электрода), где $|\text{grad} \vartheta| = 0$, т. е. $\vartheta = \vartheta_1$.

б. Вдали от коронирующего электрода в стадии развитой короны можно допустить [9]:

$$\frac{dE_0}{dr} \approx 0. \quad (24)$$

С учетом приближения (24) из (13) следует, что

$$\frac{dE_0}{dr} = 0 \quad \text{так как} \quad E_0 = 0.$$

Дифференцируя (14) и приравнявая к нулю, получаем:

$$\frac{dE_0}{dr} - \frac{1}{2E_0} \left| \frac{2E_0^2}{r} (\varepsilon r - 1) + \frac{i_0}{\pi k \varepsilon_0} \frac{1}{r} \right| = 0.$$

* Отрицательные значения εr не имеют физического смысла.

откуда

$$\frac{i_2}{2\pi k \varepsilon_0} = E_2^2 (1 - \alpha r). \quad (25)$$

Подставляя в (25) значение E_2 из (14), получаем:

$$\frac{i_2}{2\pi k \varepsilon_0} \cdot \frac{i_1}{E_2^2} = \left| \frac{i_1}{E_0^2} \frac{1}{\pi k \varepsilon_0} \frac{e^{2\pi r_0 - \varepsilon_0} (2 - r_0 + 1) - 2\alpha r - 1}{(2\pi r)^2} + \frac{(\varepsilon r_0)^2 e^{2\pi r - \varepsilon_0}}{(\varepsilon r)^2} \right| (1 - \alpha r). \quad (26)$$

Из (26) для заданных значений $\frac{i_2}{E_2^2}$ определяется αr для точек $\eta = \eta_1$.

Таким образом, значения η_1 для двух областей находятся из следующих выражений:

а) для области, прилегающей к коронирующему электроду. — (19) и (23),

б) для области, удаленной от коронирующего электрода. — (2) и (26).

Из выражений (23) и (26) следует, что координата точек, для которых имеет место условие $|\text{grad } \eta| = 0$, определяется интенсивностью разряда, концентрацией дисперсной фазы и геометрией коронирующей системы. Отметим также, что при выводе выражения (11) не использовалось какое-либо предположение о характере изменения ε , поэтому оно справедливо при произвольном распределении дисперсной фазы в промежутке $\varepsilon = \text{const}$. Таким образом, независимо от характера распределения дисперсной фазы, в точках $|\text{grad } \eta| = 0$ имеет место условие $\eta = \varepsilon$.

Для рельефного представления количественных характеристик рассмотрим результаты численного анализа для случая $\frac{R}{r_0} = 100$,

$r_0 = 10^{-3} \text{ м}$ при $\alpha R = 0$ и $\alpha R = 0,5$. Вольтамперные характеристики, подсчитанные на ЦВМ по выражению (16), представлены на рис. 1.

Для удобства пользования вольтамперные характеристики представлены в виде зависимости $\frac{i}{E_0^2} \left(\frac{U}{E_0} \right)$. Используя значения $\frac{i_0}{E_0^2}$ и $\frac{i_2}{E_0^2}$

для определенных $\frac{U}{E_0}$, по выражениям (19), (23), и (20), (26) подсчитаны значения $\eta_1 = \eta_{1a}$ и $\alpha r = (\alpha r)_a$ для области, прилегающей к коронирующему электроду, и $\eta_1 = \eta_{1b}$, $\alpha r = (\alpha r)_b$ — для области, удаленной от коронирующего электрода. Результаты приведены в табл. 1. Из таблицы видно, что с увеличением интенсивности разряда координата r точек, в которых $\eta = \eta_1$, перемещается в сторону коронирующего электрода вначале быстро, затем медленно. При этом, для обла-

ти, прилегающей к коронирующему электроду, с увеличением интенсивности разряда θ_{1a} уменьшается, оставаясь, однако, близким к единице. Вдали от коронирующего электрода с ростом интенсивности разряда θ_{1b} также уменьшается, однако его значения заметно больше единицы.

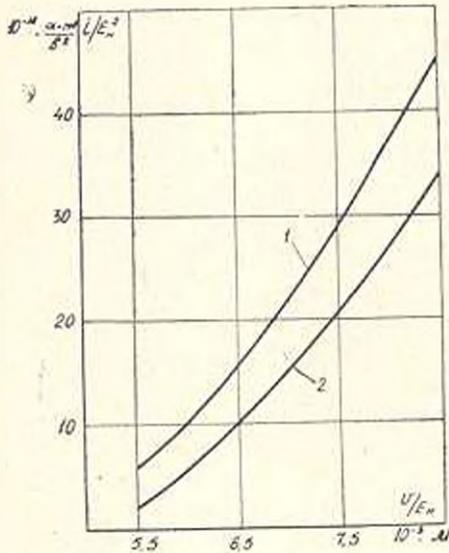


Рис. 1. Вольтамперные характеристики коронного разряда при $R/r_0 = 100$ и $i_0 = 10^{-10}$ а. 1 — $R = 0$; 2 — $R = 0,5$

Таблица 1

$10^{-3} U/E_n$	5.5	6.0	6.5	7.0	7.5	8.0	8.5
$10^{-10} i_0/E_n^2$	6.0	10.2	16.0	22.2	29.5	37.5	45.5
$10^{-10} i_0/E_n^2$	2.0	0.041	10.3	15.1	21.2	27.3	34.0
$(zr)_a$	0.062	0.056	0.6	0.035	0.031	0.026	0.021
θ_{1a}	1.022	1.050	1.016	1.012	1.010	1.008	1.005
$(zr)_b$	0.488	0.470	0.410	0.363	0.322	0.300	0.285
θ_{1b}	1.140	1.120	1.085	1.075	1.070	1.038	1.035

Выводы

1. Независимо от закона распределения дисперсионной фазы и геометрии системы напряженность поля перераспределяется, и суммарная плотность объемного заряда изменяется, т. е. ψ и χ , за исключением нескольких точек, отличаются от единицы.

2. Как правило, в коронирующем промежутке при двухфазной среде существуют точки, в которых $\psi = \chi$. При этом в точках $\psi = \chi$ имеет место условие $|\text{grad } \psi| = 0$.

3. Условие $\psi = \chi$ имеет место в одной и более точках. Значения ψ_1 оказываются несколько больше единицы. В области, прилегающей к коронирующему электроду, значение ψ_{1a} близко к единице.

Է. Ա. ՅՈՒՌԻՅԱՆ, Ա. Բ. ՄԱՍՆԵՐՅԱՆ

ԵՐԿՅԱԶ ԱՆԲՈՒԿԻՊԵՐՈՒ ՄԵԶԱՎԱՅՐՈՒՄ ՊԱՆԱՂԱԶԵՎ ՊԱՐՊԵԱՆ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ
ԳԱՆՏՆԻ ԿԱՌՈՒՑՎԱՄԻՒՄ ԻՆՍՈՒՆ

Ա մ փ ո փ ու մ

Բերվում է երկֆազ միջավայրում պասկածե պարպման էլեկտրական զաշտի կառուցվածքի անսահան հետազոտությունը: Ապացուցվում է, որ միջէլեկտրոդային տարածության մեջ գոյություն ունեն հատուկ կետեր, որտեղ զաշտի վերաբաշխման և զուժարային ծավալային լիցքերի փոփոխության զորձակիցները հավասար են: Ընդ որում այդ կետերում զաշտի վերաբաշխման զորձակիցը սննի գոյական գրադիենտ: Կոտակտիվ սխեմեմի համար կատարված թվային անալիզով պարզարանվում է, այդ զորձակիցների փոփոխման բնույթը և փոխադարձ կապը:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Deutsch W. Über die raumladungsbeschwerte Townsendentladung im dichten Nebel. „Annalen der Physik“, Bd. 10, 1931, № 5.
2. Pauthenier M., Moreau-Hanot M. Etouffement de la décharge couronne en milieu trouble. „Journal de Physique“, 1935, № 6.
3. Շադրյան Ա. Մ. К вопросу о поведении дисперсной фазы в электрическом поле коронного разряда. «Изв. вузов СССР. Физика», 1969, № 4.
4. Շադրյան Ա. Մ. О плотности объемного заряда в поле коронного разряда при наличии дисперсной фазы. «Электронная обработка материалов», Изд. МП Молдавской ССР, 1969, № 3.
5. Мирзибекян Г. З., Григорьев Н. Н. Влияние заряженной дисперсной фазы на характеристики коронного разряда. «Электричество», 1972, № 8.
6. Շադրյան Ա. Մ. О предельных концентрациях дисперсной фазы в аппаратах электронононной технологии. «Электричество», 1972, № 4.
7. Попков В. М. К теории униполярной короны постоянного тока. «Электричество», 1949, № 1.
8. Fauthenier M., Moreau-Hanot M. La charge des particules spheriques dans un champ tonise. „Journal Phys. et Radium“, 1932, 7, № 3.
9. Канцов Н. А. Коронный разряд. ОГПЗ, 1947.

МАШИНОСТРОЕНИЕ

Յ. Ա. ԱԿՕՅԱՆ

СИНТЕЗ КРИВОШИПНО-ПОЛЗУНЫХ МЕХАНИЗМОВ
 С ОГРАНИЧЕНИЕМ ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СКОРОСТЕЙ И
 УСКОРЕНИЙ ЗВЕНЬЕВ

С развитием техники и ростом производительности машин повышаются скорости выполнения многих операций, вследствие чего скорости и ускорения движущихся масс в машинах сильно возрастают. Следовательно, в современных высокопроизводительных машинах и автоматах силы инерции звеньев становятся одним из основных факторов, определяющих режим работы машины. Таким образом, при проектировании механизма новых быстродействующих машин и автоматов должны быть учтены условия, ограничивающие величины скоростей и ускорений звеньев. В связи с этим в статье рассматривается решение задачи синтеза кривошипно-ползунного механизма с ограничением скоростей и ускорений звеньев. Предлагаемый метод синтеза может быть применен при проектировании механизмов быстродействующих вырубных и высечных автоматов, печатных и других машин. В работах [1—9] рассматриваются различные вопросы анализа и синтеза кривошипно-ползунных механизмов. Особенность данного исследования заключается в том, что рассматривается решение задачи синтеза кривошипно-ползунного механизма с ограничением экстремальных скоростей и ускорений ползуна и шатуна одновременно. Такая задача является наиболее общей и решается впервые.

1. Анализ движения звеньев. Для кривошипно-ползунных механизмов имеем (рис. 1):

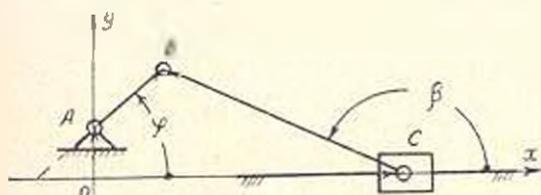


Рис 1

$$\vec{OA} + \vec{AB} = \vec{OC} + \vec{CB}. \quad (1.1)$$

Введем следующие обозначения:

$$AB = a = \lambda b; \quad BC = b; \quad AO = e = \lambda b. \quad (1.2)$$

Проектируя векторный контур (1.1) на оси Ox и Oy с учетом (1.2) получаем:

$$\sin \beta = \lambda + \lambda \sin \varphi; \quad x = b[\lambda \cos \varphi - \cos \beta]. \quad (1.3)$$

Заметим, что в выбранной координатной системе во всех положениях механизма будем иметь

$$\cos \beta < 0. \quad (1.4)$$

Исходя из (1.3) и (1.4), получаем:

$$\frac{d\beta}{d\varphi} = \frac{i \cos \varphi}{\cos \beta} = \frac{i \cos \varphi}{\sqrt{1 - (\lambda + i \sin \varphi)^2}}; \quad (1.5a)$$

$$\frac{d^2\beta}{d\varphi^2} = \left[\left(\frac{d\beta}{d\varphi} \right)^2 \sin \beta - i \sin \varphi \right] \cos^{-1} \beta = \frac{-i(2\lambda \sin^2 \varphi - (1 - \lambda^2 - i^2) \sin \varphi + \lambda)}{[1 - (\lambda + i \sin \varphi)^2]^{3/2}}; \quad (1.5b)$$

$$\frac{d^3\beta}{d\varphi^3} = \left[\left(\frac{d\beta}{d\varphi} \right)^3 - 1 - 3 \frac{d^2\beta}{d\varphi^2} \operatorname{tg} \beta \right] \frac{d\beta}{d\varphi}. \quad (1.5в)$$

Из (1.5a) следует, что

$$\beta_{\text{экстрем}} = \frac{\pi}{2} + \pi n. \quad (1.6)$$

Следовательно,

$$\sin(\beta_{\text{экстр}}) = \pm 1; \quad \sin(\beta_{\text{экстр}}) = \pm 1. \quad (1.7)$$

Из (1.5b) получаем:

$$\sin \beta|_{\beta_{\text{экстр}}} = \frac{1 - \lambda^2 - \lambda^2 - \sqrt{(1 - \lambda^2 - \lambda^2) - 4\lambda^2}}{2\lambda}. \quad (1.8)$$

С другой стороны, из условия существования кривошипа имеем:

$$\lambda + \lambda < 1. \quad (1.9)$$

Следовательно знак плюс перед квадратным корнем не удовлетворяет, так как

$$\frac{1 - \lambda^2 - \lambda^2 + \sqrt{(1 - \lambda^2 - \lambda^2)^2 - 4\lambda^2}}{2\lambda} > \frac{1 - \lambda^2 - \lambda^2}{2\lambda} = 1 - \frac{1 - (\lambda - \lambda)^2}{2\lambda} > 1. \quad (1.10)$$

Таким образом,

$$\begin{aligned} \sin \beta|_{\beta_{\text{экстр}}} &= \frac{1 - \lambda^2 - \lambda^2 - \sqrt{(1 - \lambda^2 - \lambda^2)^2 - 4\lambda^2}}{2\lambda} = \\ &= \frac{2\lambda}{1 - \lambda^2 - \lambda^2 - \sqrt{(1 - \lambda^2 - \lambda^2)^2 - 4\lambda^2}} = 0. \end{aligned} \quad (1.11)$$

С учетом (1.11) из (1.5a) получаем:

$$\left(\operatorname{extr} \frac{d\beta}{d\varphi} \right)^2 = \frac{1 - \lambda^2 - \lambda^2 - \sqrt{(1 - \lambda^2 - \lambda^2)^2 - 4\lambda^2}}{2} \leq \lambda(\lambda - 1). \quad (1.12)$$

где неравенства обращаются в равенства в центральных механизмах.

Из (1.5в) следует, что экстремальные значения аналога $\frac{d^3\beta}{d\varphi^3}$ возникают при следующих равенствах:

$$\frac{d^2\varphi}{d\tau^2} = 0 \quad (1.13) \quad \text{или} \quad \left(\frac{d^2\varphi}{d\tau^2}\right)^2 - 1 + 3\frac{d^2\varphi}{d\tau^2} \operatorname{tg}\varphi = 0. \quad (1.14)$$

Из (1.13) и (1.5а) получается решение (1.6). Покажем, что в кривошипно-ползунных механизмах не может быть осуществлено равенство (1.14). С учетом (1.5) из (1.14) получаем

$$\sin^3\varphi(5 + \sin^2\varphi)(1 + 2\sin^2\varphi)^{-1} \Big|_{\frac{d^2\varphi}{d\tau^2}=0} = 1 + \delta^2 - \lambda^2. \quad (1.15)$$

С другой стороны, равенство (1.15) возможно при $\sin^2\varphi > 0$, а анализ левой части (1.15) показывает, что

$$\sin^3\varphi(5 + \sin^2\varphi)(1 + 2\sin^2\varphi)^{-1} < 2. \quad (1.16)$$

Из (1.15) следует, что равенство (1.14) возможно при

$$1 + \delta^2 - \lambda^2 < 2\delta. \quad (1.17)$$

Однако, в свою очередь, (1.17) возможно при неравенствах

$$\delta + \lambda > 1 \quad \text{или} \quad \delta > 1 + \lambda, \quad (1.18)$$

что несовместимо с условием (1.9). Следовательно, равенство (1.14) в кривошипно-ползунных механизмах невозможно, а аналог углового ускорения шатуна достигает своих экстремальных значений при углах φ , определяемых формулой (1.6). Подстановкой (1.6) из (1.5б) получаем:

$$\max \frac{d^2\varphi}{d\tau^2} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - (\delta + \lambda)^2}}; \quad \min \frac{d^2\varphi}{d\tau^2} = \frac{-\lambda}{\sqrt{1 - (\delta - \lambda)^2}}. \quad (1.19)$$

Для исследования движения ползуна из (1.3) + (1.5) получаем следующие выражения:

$$x = b [\lambda \cos \varphi + \sqrt{1 - (\delta + \lambda \sin \varphi)^2}]; \quad (1.20a)$$

$$\frac{dx}{d\tau} = -a \left[\sin \varphi + \frac{(\delta - \lambda \sin \varphi) \cos \varphi}{\sqrt{1 - (\delta + \lambda \sin \varphi)^2}} \right]; \quad (1.20б)$$

$$\frac{d^2x}{d\tau^2} = -a \left[\cos \varphi - \frac{(\delta + \lambda \sin \varphi) \sin \varphi}{\sqrt{1 - (\delta + \lambda \sin \varphi)^2}} + \frac{\lambda \cos^2 \varphi}{|1 - (\delta + \lambda \sin \varphi)^2|^{3/2}} \right]; \quad (1.20в)$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2x}{d\tau^2} = a \left[\sin \varphi + \frac{(\delta - \lambda \sin \varphi) \cos \varphi}{\sqrt{1 - (\delta + \lambda \sin \varphi)^2}} + \frac{3\lambda \sin \varphi \cos \varphi}{|1 - (\delta + \lambda \sin \varphi)^2|^{3/2}} - \right. \\ \left. - \frac{3\lambda^2(\delta + \lambda \sin \varphi) \cos^2 \varphi}{|1 - (\delta + \lambda \sin \varphi)^2|^{3/2}} \right]. \end{aligned} \quad (1.20г)$$

Из (1.20б) получаем

$$\sin \varphi \Big|_{\frac{dx}{d\tau}=0} = \frac{\delta}{-\lambda \pm 1}. \quad (1.21)$$

отсюда, с учетом (1.20а),

$$x_{\max} = b\sqrt{(1 - \lambda)^2 - \delta^2}; \quad x_{\min} = b\sqrt{(1 + \lambda)^2 - \delta^2}. \quad (1.22)$$

Следовательно, максимальное перемещение ползуна S_m можно определить по следующей формуле:

$$S_m = b \sqrt{(1-\lambda)^2 - \delta^2} - \lambda \sqrt{(1-\lambda)^2 - \delta^2}. \quad (1.23)$$

Как известно, при экстремальных значениях аналога скорости аналог ускорения обращается в нуль. Исходя из этого, с учетом (1.20в) получаем следующее уравнение:

$$p_0 \sin^6 \varphi_0 + p_1 \sin^5 \varphi_0 + p_2 \sin^4 \varphi_0 + p_3 \sin^3 \varphi_0 + p_4 \sin^2 \varphi_0 + p_5 \sin \varphi_0 + p_6 = 0, \quad (1.24)$$

где

$$\begin{aligned} p_0 &= (\delta^2 - 1)^2 + \lambda^2; & p_1 &= 2\delta\lambda(3\delta^4 - 5\delta^2 + 2); \\ p_2 &= (\delta^2 - 1)^2 + \lambda^2(15\delta^4 - 12\delta^2 - 1); & p_3 &= 2\delta\lambda(10\delta^2\lambda^2 - 3\lambda^2 + \delta^2 - 1); \\ p_4 &= \lambda^2(15\delta^2\lambda^2 - \lambda^2 + 1); & p_5 &= 3\delta\lambda^3(3\lambda^2 - 1); & p_6 &= \lambda^4(\lambda^2 - 1); \end{aligned} \quad (1.25)$$

φ_0 — угол поворота кривошипа, соответствующий экстремальным значениям аналога скорости ползуна.

Решением (1.24) и подстановкой соответствующих значений φ_0 и (1.20б) определяются экстремальные значения аналога $dx/d\varphi$.

Аналогичным образом из (1.20г) получаем:

$$p_{10}y^{10} + p_9y^9 + p_8y^8 + p_7y^7 + p_6y^6 + p_5y^5 + p_4y^4 + p_3y^3 + p_2y^2 + p_1y + p_0 = 0 \quad (1.26)$$

где

$$\begin{aligned} y &= \lambda \sin \varphi_m + \delta; & p_0 &= \delta^2[9\delta^2 - \delta^2] - 1; & p_1 &= 2\delta[1 - 9\delta^2 + 3(\delta^2 - \lambda^2)(4 - 3\lambda^2 + 3\delta^2)] \\ p_2 &= (\lambda^2 - \delta^2)[4 - 3\lambda^2 + 3\delta^2] - 5\lambda^2\delta^2 - 1; & p_3 &= 2\delta[2(4 - 3\lambda^2 + 3\delta^2)^2 + \\ & & & + 9(\lambda^2 - \delta^2 - 1)]; & p_4 &= (\lambda^2 - 1)(3\lambda^2 + 11) - 3\delta^2(20 + 14\delta^2 - 13\lambda^2); & p_5 &= 6\delta(2\lambda^2 + \delta^2); \\ p_6 &= 13\delta^2 - 6(\lambda^2 - \lambda^2)^2 + 6; & p_7 &= 2\delta[9(\delta^2 - \lambda^2) - 1]; & p_8 &= 2(\lambda^2 - 1) - 19\delta^2; \\ p_9 &= 8\delta; & p_{10} &= \lambda^2 - 1; \end{aligned} \quad (1.27)$$

φ_m — угол поворота кривошипа, соответствующий экстремальным значениям аналога ускорения ползуна.

Решая (1.26) относительно y , определяется φ_m , подстановкой которого в (1.20в) определяются соответствующие экстремальные значения аналога $d^2x/d\varphi^2$.

Таким образом, определение экстремальных значений аналогов скорости и ускорения ползуна в общем случае сводится к решению уравнений шестой и десятой степени. Следовательно, получить точные выражения для упомянутых величин невозможно. Только в центральных кривошипно-ползунных механизмах возможно точное определение аналогов экстремальных ускорений ползуна:

$$\operatorname{ctgr} \frac{d^2x}{d\varphi^2} \Big|_{\lambda=0} = -a(\lambda-1). \quad (1.28)$$

Для приближенного решения задачи рассмотрим выражения:

$$\frac{dx}{d\varphi} = \frac{a \sin(\beta - \varphi)}{\cos \beta} \quad (1.29a)$$

$$\frac{d^2x}{d\varphi^2} = \frac{b}{\cos \beta} \left[\left(\frac{\lambda \cos \varphi}{\cos \beta} \right)^2 - \lambda \cos(\beta - \varphi) \right] \quad (1.29b)$$

которые получаются из (1.20) с учетом (1.2) и (1.3). С учетом (1.3) из (1.29a) получаем:

$$-\frac{a}{\sqrt{1 - (\delta - \lambda)^2}} < \frac{dx}{d\varphi} < \frac{a}{\sqrt{1 - (\delta + \lambda)^2}} \quad (1.30)$$

С другой стороны, $|\beta - \varphi|$ является углом давления и в оптимальных механизмах колеблется в узких пределах около нуля. Следовательно, экстремальные значения аналога скорости ползуна с небольшой погрешностью можно определить по формулам:

$$\max \frac{dx}{d\varphi} \approx \frac{a}{\sqrt{1 - (\delta - \lambda)^2}}; \quad \min \frac{dx}{d\varphi} \approx -\frac{a}{\sqrt{1 - (\delta + \lambda)^2}} \quad (1.31)$$

С учетом (1.3), (1.5a), (1.12) и (1.23) из (1.29b) получаем:

$$\max \left| \frac{d^2x}{d\varphi^2} \right| < \frac{S_m}{2|\cos \beta'|} \sqrt{(1 + \lambda)^2 - \delta^2} \quad (1.32)$$

где β' — угол наклона шатуна, при котором $\frac{d^2x}{d\varphi^2}$ достигает своего максимального по модулю значения. Знак равенства в (1.32) соответствует центральным механизмам ($\delta = 0$). Исходя из вышеприведенных соображений о пределах β и с учетом того, что в центральных механизмах β' соответствует значению $\varphi = 0$, можно пользоваться следующей приближенной формулой:

$$\max \left| \frac{d^2x}{d\varphi^2} \right| \approx \frac{S_m}{2} \sqrt{\frac{(1 + \lambda)^2 - \delta^2}{1 - \beta^2}} > \frac{S_m}{2} (1 + \lambda) \quad (1.33)$$

2. Синтез кривошипно-ползунных механизмов с ограничением скоростей и ускорений звеньев. В наиболее общем случае для синтеза кривошипно-ползунных механизмов могут быть заданы следующие величины: $\gamma_{уд}$ и $\gamma_{пр}$ — соответственно допустимые значения угла давления в поступательной паре при удалении и приближении ползуна; $V_{уд}$ и $V_{пр}$ — допустимые максимальные значения модуля аналога скорости ползуна при удалении и приближении ползуна;

W — максимально допустимое значение модуля аналога ускорения ползуна в течение всего цикла работы механизма;

ω — максимально допустимое значение модуля аналога угловой скорости шатуна;

ε — максимально допустимое значение модуля аналога углового ускорения шатуна в течение всего цикла работы механизма;

S_m — максимальное перемещение ползуна;

K — коэффициент изменения средней скорости обратного хода ползуна (коэффициент производительности);

$$K = \frac{180^\circ - \beta}{180^\circ + \beta} \quad (2.1)$$

где β — угол, образованный двумя положениями шатуна, соответствующими мертвым положениям механизма (рис. 2).

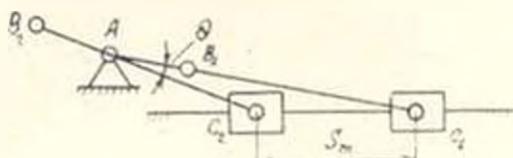


Рис. 2

Из треугольника C_1AC_2 с учетом (1.21) получаем:

$$a^2 \cos^2 \frac{\beta}{2} = b^2 \sin^2 \frac{\beta}{2} = (0,5S_m)^2 \quad (2.2)$$

Отсюда с учетом (1.21) и (1.23) получаем:

$$\delta = \frac{(1 - \lambda^2) \sin \frac{\beta}{2}}{\sqrt{\lambda^2 + \operatorname{tg}^2 \frac{\beta}{2}}} \quad (2.3)$$

Таким образом, при проектировании механизма необходимо обеспечить следующие неравенства:

$$\begin{aligned} (\delta - \lambda)^2 &\leq \sin^2 \gamma_{\text{пр}}; & \lambda + \delta &\leq \sin \gamma_{\text{пр}}; & \frac{a}{\sqrt{1 - (\delta - \lambda)^2}} &\leq V_{\text{пр}}; \\ \frac{a}{\sqrt{1 - (\delta + \lambda)^2}} &\leq V_{\text{от}}; & \frac{S_m}{2} \sqrt{\frac{1 + \lambda^2 - \delta^2}{1 - \delta^2}} &\leq W; \end{aligned} \quad (2.4)$$

$$0,5[1 + \lambda^2 - \delta^2 - \sqrt{(1 - \lambda^2 - \delta^2)^2 - 4\lambda^2\delta^2}] \leq w^2; \quad \frac{\lambda}{\sqrt{1 - (\delta + \lambda)^2}} \leq \varepsilon,$$

которые получаются исходя из (1.12), (1.19), (1.31), (1.33). С другой стороны, из (1.23) имеем:

$$b = \frac{S_m \sqrt{(1 - \lambda^2)^2 - \delta^2 - \sqrt{(1 - \lambda^2 - \delta^2)^2 - 4\lambda^2\delta^2}}}{2} \leq \frac{S_m}{2} \quad (2.5)$$

Отсюда

$$a = b\lambda \leq S_m/2, \quad (2.6)$$

где неравенства заменяются равенствами в центральных механизмах. Исходя из (1.12), (2.5), (2.6) и неравенств $\delta \geq 0$ и $\lambda \geq 0$, вместо (2.4) получаем следующие условия:

$$i - \sin \gamma_{ys} < \delta < \sin \gamma_{ys} + i; \quad 0 < i < \sin \gamma_{np} - \lambda;$$

$$i - \sqrt{1 - \left(\frac{S_m}{2V_{ys}}\right)^2} < \delta < i + \sqrt{1 - \left(\frac{S_m}{2V_{ys}}\right)^2}; \quad 0 \leq \delta \leq \sqrt{1 - \left(\frac{S_m}{2V_{np}}\right)^2} - \lambda; \quad (2.7)$$

$$0 \leq \delta \leq \frac{\omega^2 - i^2}{i}; \quad 0 < \delta < \sqrt{\frac{(2W/S_m)^2 - (1+i)^2}{(2W/S_m)^2 - 1}}; \quad 0 < \delta < \sqrt{1 - \left(\frac{i}{2}\right)^2} - \lambda.$$

Для подбора значений δ и i , одновременно удовлетворяющих всем неравенствам (2.7), необходимо в координатной системе $iO\delta$ построить графики следующих функций:

$$\delta_1 = i + \sin \gamma_{ys}; \quad \delta_2 = i - \sin \gamma_{ys}; \quad \delta_3 = \sin \gamma_{np} - i; \quad \delta_4 = i + \sqrt{1 - \left(\frac{S_m}{2V_{ys}}\right)^2};$$

$$\delta_5 = i - \sqrt{1 - \left(\frac{S_m}{2V_{ys}}\right)^2}; \quad \delta_6 = \sqrt{1 - \left(\frac{S_m}{2V_{np}}\right)^2} - i; \quad (2.8)$$

$$\delta_7 = \sqrt{\frac{(2W/S_m)^2 - (1+i)^2}{(2W/S_m)^2 - 1}}; \quad \delta_8 = \frac{\omega^2 - i^2}{i}; \quad \delta_9 = \sqrt{1 - (i/2)^2} - \lambda.$$

Этими кривыми в координатной системе $iO\delta$ ограничивается некоторая область, координаты i и δ каждой точки которой удовлетворяют неравенствам (2.7), а следовательно, и (2.4). Если некоторые требования отсутствуют, то необходимость построения соответствующих кривых отпадает, и искомая область определяется остальными кривыми. В тех случаях, когда задается также коэффициент K (или угол θ), в той же координатной системе следует дополнительно построить график функции (2.3) $\delta_{10} = \delta_{10}(i)$. Все условия синтеза будут удовлет-

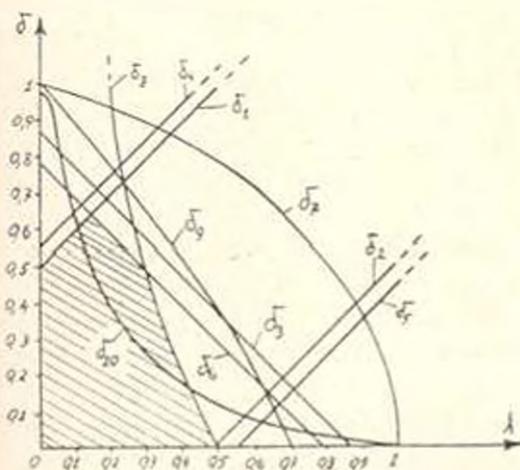


Рис. 3

ворены координатами λ и δ тех точек последнего графика, которые попадают в вышеупомянутую область. После выбора λ и δ по формуле (2.5) определяется длина шатуна b , затем по (1.2) длины a и e .

Пример. Определить размеры механизма при следующих заданных значениях:

$$S_m = 1 \text{ м}; \quad \gamma_{\lambda 1} = 30^\circ; \quad \gamma_{\lambda 0} = 60^\circ; \quad V_{\lambda 1} = 0,6 \text{ м}; \quad V_{\lambda 0} = 0,8 \text{ м}; \quad W = 1 \text{ м}; \\ m = 0,5; \quad z = 1; \quad \theta = 10^\circ.$$

Подстановкой этих значений в (2.8) строим графики соответствующих функций (рис. 3), которыми ограничивается искомая область в системе $\lambda O\delta$. На рис. 3 эта область заштрихована. В той же координатной системе строим график функции (2.3) $\delta_{10} = \delta_{10}(\lambda)$. Координаты каждой точки дуги AB этой кривой одновременно удовлетворяют всем требованиям задачи. Выбираем $\lambda = 0,2$ и согласно (2.3) получаем $\delta = 0,384$. Соответственно по (2.5) получаем $b = 2,2986 \text{ м}$, а по (1.2) $a = 0,4597 \text{ м}$, $e = 0,8827 \text{ м}$.

*рПН им. К. Маркса

Поступили 1.IX.1974.

Ի. Հ. ՀԱՅՈՐՅԱՆ

ՇՈՒՌՏՎԻԿԱ-ՍՈՂՆԱԿԱՆՅԻՆ ՄԵՆԱԼԵԶՄԱՆԻ ՍԵՔՏԵՐԸ ԹՂԱԿՆԻՐԻ
ԼՔՍՏԻՄԱԼ ԱՐԱԳՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԵՎ ԱՐԱԴԱՅՈՒՄՆԵՐԻ ՍԱՀՄԱՆՈՓՈՒԿԱԿՄԱՆ
ԳԵՊՔՈՒՄ

Ս. Վ Փ Ո Փ Ո Վ

Հողվածում շարադրվում է շուտավիկա-սողնակային մեխանիզմների նախադժման խնդրի լուծումը այն դեպքում, երբ ըստ նախադժման պայմանների միաժամանակ տրվում են սահմանափակող արժեքներ ինչպես սողնակի գծային արագության ու արագացման, այնպես և շարժաթևի անկյունային արագության ու արագացման համար: Եւման խնդիրները ծագում են ժամանակակից րտարծր արտադրողական ավտոմատ ու կիսավտոմատ աշխատող մեքենաներում և արագընթաց մեխանիզմներում:

Մեխանիզմների նախադժման խնդիրը եւման դրվածքով լուծվում է ստաչին անգամ: Նախադժմող մեխանիզմի անհայտ շափերը սրոշվում են սահմանազատող կորերի կառուցման միջոցով, որոնց համար որպես հավասարումներ են ծառայում օղակների էքստրեմալ արագությունների և արագացումների համար հողվածում արտածվող բանաձևերը:

ЛИТЕРАТУРА

1. *Артюбовский Н. И., Левитский Н. И., Черкушинов С. Г.* Синтез плоских механизмов. Гос. издат. физ. мат. литературы, М., 1959.
2. *Кожанников С. Н.* Теория механизмов и машин. Изд. «Машиностроение» М., 1969.
3. *Огуренков А. И.* Формулы кинематики кривошипно-шатунного механизма с большим дезаксажем. Труды Московского Авиационного института, вып. 38, 1954.
4. *Джамидян Э. Л.* Определение экстремальных значений скорости ползуна кривошипно-ползунового механизма «Известия АН АрмССР. Серия технических наук», т. XXVI, № 4, 1973.
5. *Акопян Э. А.* Синтез рычажных механизмов по заданным значениям экстремальных скоростей и ускорений ведомого звена. Диссертация на соискание ученой степени кандидата технических наук. Научный руководитель д-р проф. Левитский Н. И. Москва, ИМАШ, 1965.
6. *Акопян Э. А.* Синтез шарнирного четырехзвенника с ограничением скорости и ускорения движения ведомого звена «Известия АН АрмССР. Серия физ. мат. наук» т. XVIII, № 2, 1965.
7. *Freudenstein F.* On the maximum and minimum velocities and the acceleration in Four-Link mechanisms. „Trans. ASME“ № 4, 1956.
8. *Cresch Merl D.* Dynamic analysis of slider-crank mechanisms. „Prod. Eng.“, Vol 33, № 22, 1962.
9. *Rossi Giulio Cesare.* Alcune osservazioni sulla determinazione dell' accelerazione del piede di biella nel manovellismo di pinta centrato. „Rivista meccanica“, 14, № 309, 1963.

МАШИНОСТРОЕНИЕ

Լ. Ա. ԺԱԳԱՇԱՆՅԱՆ

К СИНТЕЗУ НАПРАВЛЯЮЩИХ СИММЕТРИЧНЫХ
 МЕХАНИЗМОВ МЕТОДОМ КВАДРАТИЧЕСКОГО
 ПРИБЛИЖЕНИЯ

При решении задачи синтеза приближенно направляющих механизмов зачастую заданная кривая является симметричной кривой, как то: прямая, дуга окружности, дуги конических сечений и т. д. Естественно, что при этом нужно воспользоваться механизмом, дающим симметричные шатунные кривые. Таким является симметричный шарнирный механизм Чебышева [1], приведенный на рис. 1, где приняты следующие обозначения: $DA = b$; $AB = R$; $MC = CB = CD = c$.

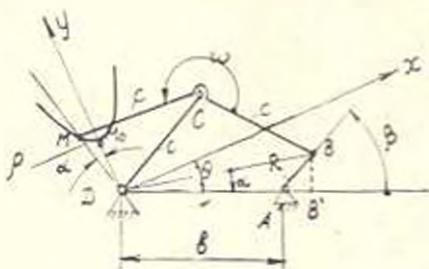


Рис. 1

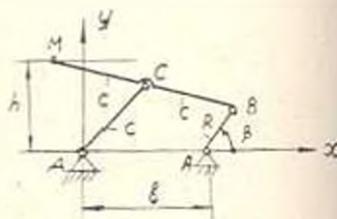


Рис. 2

1^o Уравнение симметричной шатунной кривой. Если начало координат выбрать в точке D , а ось y направить по оси симметрии, то можно получить уравнение симметричной шатунной кривой шарнирного четырехзвенника в параметрической форме, где за переменный параметр принят угол β поворота кривошипа. Напишем уравнение в полярных координатах $\rho = \rho(\beta)$.

Из треугольника DMB имеем (рис. 1):

$$DM = \rho = DB \cos \frac{\omega}{2} = \sqrt{4c^2 - (DB)^2} \cdot \sin \frac{\omega}{2},$$

а из треугольника DBA —

$$DB = \sqrt{b^2 + R^2 + 2bR \cos \beta}.$$

Следовательно,

$$\rho = \sqrt{b^2 + R^2 + 2bR \cos \beta} \cdot \cos \frac{\omega}{2} = \sqrt{4c^2 - b^2 - R^2 - 2bR \cos \beta} \cdot \sin \frac{\omega}{2}.$$

Для перехода к декартовым координатам воспользуемся соотношениями:

$$x = \rho \sin \alpha; \quad y = \rho \cos \alpha. \quad (1)$$

Согласно рис. 1 из $\triangle DBB'$ имеем:

$$\cos \angle BDA = \cos \angle A_0DM = \cos \alpha = \frac{DB'}{DB} = \frac{AD + AB'}{DB} = \frac{b + AB'}{DB},$$

где

$$AB' = R \cos \beta.$$

Следовательно,

$$\cos \alpha = \frac{b + R \cos \beta}{\sqrt{b^2 + R^2 - 2bR \cos \beta}},$$

$$\sin \alpha = \frac{R \sin \beta}{\sqrt{b^2 + R^2 - 2bR \cos \beta}}.$$

Подставляя значения ρ , $\cos \alpha$, $\sin \alpha$ в (1), получим уравнение симметричной шатуновой кривой в декартовых координатах, выраженное через параметры схемы механизма и переменный параметр β .

$$y = (b + R \cos \beta) \left(\cos \frac{\omega}{2} + \sqrt{\frac{4c^2 - b^2 - R^2 - 2bR \cos \beta}{b^2 + R^2 - 2bR \cos \beta}} \cdot \sin \frac{\omega}{2} \right), \quad (2)$$

$$x = R \sin \beta \left(\cos \frac{\omega}{2} + \sqrt{\frac{4c^2 - b^2 - R^2 - 2bR \cos \beta}{b^2 + R^2 - 2bR \cos \beta}} \cdot \sin \frac{\omega}{2} \right). \quad (3)$$

Для частного случая $\omega = \pi$ имеем:

$$y = \pm (b + R \cos \beta) \sqrt{\frac{4c^2 - b^2 - R^2 - 2bR \cos \beta}{b^2 + R^2 - 2bR \cos \beta}}, \quad (4)$$

$$x = \pm R \sin \beta \sqrt{\frac{4c^2 - b^2 - R^2 - 2bR \cos \beta}{b^2 + R^2 - 2bR \cos \beta}}. \quad (5)$$

Угол θ , образованный стойкой DA и осью Dx , будет:

$$\theta = \frac{\omega - \alpha}{2}. \quad (6)$$

Вид шатуновой кривой определяется относительными размерами звеньев механизма. Для симметричного механизма достаточно задать три параметра, например, b , c и ω ($R=1$). Варьируя значением этих параметров, получим различные по своему характеру шатуновые кривые. Изменение характера шатуновых кривых особенно наглядно, когда при постоянных b и c варьирует значение угла ω .

2° Синтез прямолинейно-направляющего механизма Чебышева. Рассмотрим задачу приближения симметричной шатуновой кривой шарнирного четырехзвенника к прямой линии, которая решена Чебышевым [3] по условию минимального отклонения от заданной функции.

Для шарнирного четырехзвенника, изображенного на рис. 1, поз-

можно приближение симметричной кривой точки M к прямой линии, перпендикулярной к оси симметрии. Уравнение этой прямой

$$y = h. \quad (7)$$

Совместно решая (2) и (7) и произведя соответствующие преобразования, получим:

$$A[p_0 f_0(\beta) + p_1 f_1(\beta) + p_2 f_2(\beta) - F(\beta)] = 0, \quad (8)$$

где

$$f_0(\beta) = 1; \quad f_1(\beta) = \cos \beta; \quad f_2(\beta) = \cos^2 \beta; \quad F(\beta) = -\cos^2 \beta;$$

$$\left. \begin{aligned} 2bR^2 p_0 &= \left(h^2 - 2hb \cos \frac{\omega}{2} + b^2 \cos^2 \frac{\omega}{2} \right) (b^2 + R^2) + (h^2 + R^2 - 4c^2) b^2 \sin^2 \frac{\omega}{2}; \\ bR^2 p_1 &= \left(h^2 - 2hb \sin \frac{\omega}{2} + b^2 \cos^2 \frac{\omega}{2} \right) b + h \cos^2 \frac{\omega}{2} (b^2 + R^2) + \\ &+ b^3 \sin^2 \frac{\omega}{2} + b(R^2 + b^2 - 4c^2) \sin^2 \frac{\omega}{2}; \\ 2bR p_2 &= R^2 (b^2 + R^2) + \left(hR \cos \frac{\omega}{2} + bR \cos^2 \frac{\omega}{2} \right) 4bR + \\ &+ R^2 \sin^2 \frac{\omega}{2} (4b^2 - 4c^2); \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

$$A = 2bR^3.$$

Для случая $\omega = \pi$ имеем:

$$\left. \begin{aligned} 2R^3 p_0 &= (b^2 + R^2)(h^2 - b^2) - 4c^2 b^2; \\ R^2 p_1 &= 2b^2 + h^2 - R^2 - 4c^2; \\ 2b p_2 &= R(5b^2 + R^2 - 4c^2). \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Выражение (8) позволяет решить задачу синтеза симметричных прямолинейно-направляющих механизмов методом квадратичного приближения.

При квадратическом приближении коэффициенты p_0 , p_1 и p_2 приближающей функции вычисляются из системы линейных уравнений:

$$\left. \begin{aligned} c_{00} p_0 + c_{01} p_1 + c_{02} p_2 &= \bar{y}_0; \\ c_{10} p_0 + c_{11} p_1 + c_{12} p_2 &= \bar{y}_1; \\ c_{20} p_0 + c_{21} p_1 + c_{22} p_2 &= \bar{y}_2. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

где

$$c_{ik} = c_{ki} = \int_{\beta_0}^{\beta_1} f_i(\beta) f_k(\beta) d\beta;$$

$$\gamma_l = \int_{\beta_1}^{\beta_2} F(\beta) F_l(\beta) d\beta \quad (l, k = 0, 1, 2). \quad (12)$$

Найдем значения c_{lk} и γ_l в развернутом виде*:

$$\begin{aligned} c_{00} &= \int d\beta = \beta; \\ c_{01} = c_{10} &= \int \cos\beta d\beta = \sin\beta; \\ c_{11} = c_{02} = c_{20} &= \int \cos^2\beta d\beta = \frac{1}{2}\beta + \frac{1}{4}\sin 2\beta; \\ c_{12} = c_{21} = -\gamma_0 &= \int \cos^3\beta d\beta = \sin\beta - \frac{1}{3}\sin^3\beta; \\ c_{22} = -\gamma_1 &= \int \cos^4\beta d\beta = \frac{3}{8}\beta + \frac{1}{4}\sin 2\beta + \frac{1}{32}\sin 4\beta; \\ \gamma_2 &= - \int \cos^5\beta d\beta. \end{aligned} \quad (13)$$

После вычисления коэффициентов p_0 , p_1 и p_2 из системы уравнений (9) или (10) определяем три параметра. Отметим, что при известном значении угла ω и одного из параметров R , h , b системы (9) и (10) являются линейными.

Остановимся на решении поставленной задачи при $\omega = \pi$ и $R = 1$ (рис. 2). В этом случае, как следует из (6), $\theta = 0$.

Из системы (10) получим следующие выражения, позволяющие вычислить относительные параметры b , h и c :

$$b^4 - (3 + p_1)b^2 + 2(p_0 + p_2)b - p_1 = 0; \quad (14)$$

$$h = \sqrt{3b^2 - 2p_2b + p_1}; \quad (15)$$

$$c = 0,5\sqrt{5b^2 - 2p_2 + p_1}. \quad (16)$$

Среднее квадратичное отклонение определяем по формуле [1]:

$$\Delta_{\text{ср}} = \sqrt{\frac{E - \gamma_0 p_0 - \gamma_1 p_1 - \gamma_2 p_2}{\beta_2 - \beta_1}} \quad (17)$$

где

$$\begin{aligned} E &= \int_{\beta_1}^{\beta_2} (p_0 + p_1 \cos\beta + p_2 \cos^2\beta)^2 d\beta = \left[p_0^2 \beta + \right. \\ &+ (2p_0 p_2 + p_1^2) \left(\frac{1}{2}\beta + \frac{1}{4}\sin 2\beta \right) + p_2^2 \left(\frac{3}{8}\beta + \frac{1}{4}\sin 2\beta + \frac{1}{32}\sin 4\beta \right) + \\ &+ 2p_0 p_1 \sin\beta + 2p_1 p_2 \left(\sin\beta - \frac{1}{3}\sin^3\beta \right) \Big|_{\beta_1}^{\beta_2}. \end{aligned}$$

* Пределы интегрирования от β_1 до β_2 .

Как отмечалось выше, точка M шатуна описывает траекторию, симметричную относительно оси y , проходящей через точку O и перпендикулярной к линии DA (рис. 3). На прямолинейном участке координата y в точках O , 1 и 2 имеет экстремальные значения, обозначенные через y_0 , y_1 и y_2 , которые вычисляются по формуле [2]:

$$y_{1,2} = \frac{b}{2} [\mu^2 + 1 - p^2 \pm \sqrt{\mu^2 - 2(1-p^2)}] \sqrt{\frac{4c}{\mu \pm \sqrt{\mu^2 - 2(1-p^2)}}} - 1, \quad (18)$$

где

$$p = R/b; \quad \mu = c/b; \quad y_0 = \sqrt{4c^2 - (b+R)^2}. \quad (19)$$

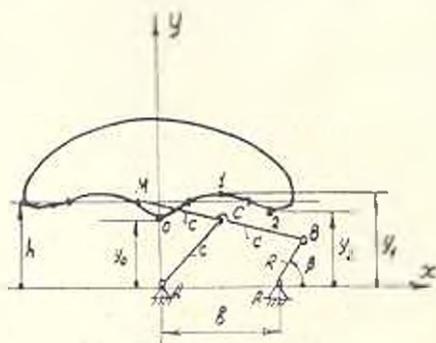


Рис. 3

В формуле (18) только один знак перед корнем соответствует y_1 ; второй знак соответствует y_2 .

Прямолинейный участок траектории шатуновой кривой точки M будет располагаться между двумя параллельными прямыми $y = y_1$ и $y = y_2$, между которыми и находится прямая $y = h$, к которой приближается указанная траектория.

Длина прямоугольного участка

$$l = 2x, \quad (20)$$

Подставляя значение x из (5) в (20), получим:

$$l = 2R \sin^2 \alpha \sqrt{\frac{4R^2}{b^2 + R^2 + 2bR \cos \alpha}} - 1. \quad (21)$$

3 Пример. Для пояснения предложенной методике синтеза рассмотрим пример вычисления параметров симметричного приближения прямолинейно-направляющего механизма.

Пусть требуется спроектировать симметричный четырехшарнирный прямолинейно-направляющий механизм с чертящей точкой M на оси шатуна (случай $\kappa = \pm$, $\Theta = ()$) при углах поворота кривошипа $\beta_1 = 0^\circ$, $\beta_2 = 90^\circ$.

Задачу решаем методом квадратичного приближения. По формулам (12) и (13) определяем коэффициенты c_{1k} , γ_i и, подставляя их в выражение (11), получим систему линейных уравнений:

$$1,570796 p_0 + 1,000000 p_1 + 0,785398 p_2 = -0,666666;$$

$$1,000000 p_0 + 0,785398 p_1 + 0,666666 p_2 = -0,589049;$$

$$0,785398 p_0 + 0,666666 p_1 + 0,589049 p_2 = -0,533333.$$

Решением этой системы уравнений получаются значения коэффициентов:

$$p_0 = -0,06409019; \quad p_1 = 0,70201833; \quad p_2 = -1,61448349.$$

Подставляя эти значения в уравнение (14), получим:

$$b^4 - 3,70201833b^3 - 3,35714716b - 0,70201333 = 0.$$

Корнями данного уравнения являются:

$$b_1 = 2,300813; \quad b_2 = -1,136412; \quad b_3 = 0,316751; \quad b_4 = -0,847620.$$

Относительная длина стойки $b = 2,300813$. (При данной постановке задачи отрицательные значения корней не имеют смысла.)

Относительные величины параметров h и c , вычисленные по формулам (15) и (16), будут:

$$h = 4,90025; \quad c = 2,53724.$$

Относительная длина прямолинейного участка траектории чертящей точки M , вычисленная по формуле (21), $l = 4,2638$.

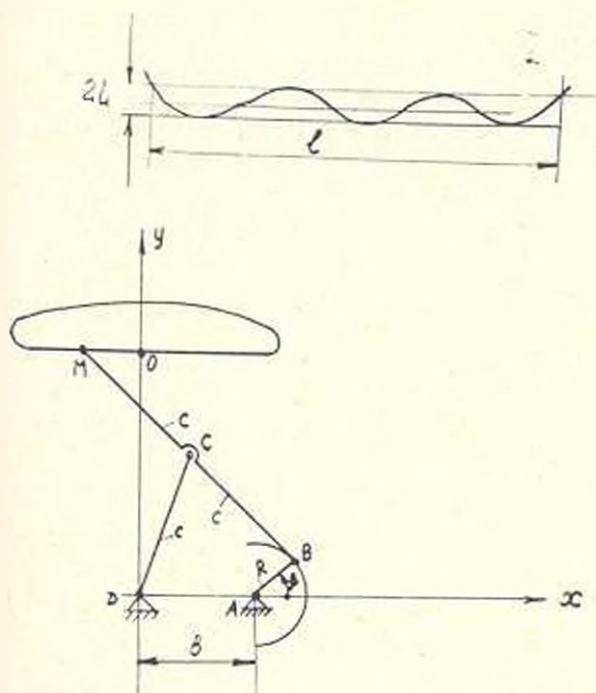


Рис. 1

По формулам (18) и (19) определяем экстремальные значения координат:

$$y_0 = 4.89925; \quad y_2 = 4.8984893; \quad y_1 = 4.90138389.$$

На прямолинейном участке длиной 4,2638 шатунная кривая чертящей точки M расположена между двумя параллельными прямыми, расстояние между которыми $2L = y_1 - y_2 = 0,00289 R$. Среднее квадратичное отклонение, определяемое по формуле (17), будет: $\Delta_{Ml} = 0,000276$.

Кинематическая схема приближенно прямолинейно-направляющего механизма с изображением прямолинейного участка показана на рис. 1.

Предложенным методом возможен также синтез симметричных шарнирных четырехзвеников, направляющих по дугам окружностей и по дугам гипербол.

Независимо от того, приближаем ли траекторию шатунной точки к прямой, окружности или гиперболе, приближающая функция имеет один и тот же вид. Поэтому значения коэффициентов p_0, p_1, p_2 приближайшей функции зависят только от величины угла поворота кривошипа, соответствующего участку приближения.

ԵրԴՄ

Поступило 11.11.1975.

Գ. Ս. ԶՍՎԱՏՊԱՆՅԱՆ

ՄԻՍԵՏՐԻԿ ՈՐՎՂՈՐԿ ՄԵՆԱԿԵԶՄՆԵՐԻ ՍԻՆՏԵԶԸ ՔՍՈՒԱԿՈՒՍԱՅԻՆ ՄՈՏԵՅՄԱՆ ՄԵԹՈԴՈՎ

Ա. Վ Փ Ո Փ Ո Վ

Ստացված է Չերիչևի մեխանիզմի շարժաֆեային կորի հալասարումը պարամետրական տեսքով, որտեղ որպես փոփոխական պարամետար ընդունված է շուտափիկի պտտման անկյունը: Այնուհետև լուծված է վերոհիշյալ մեխանիզմի սինթեզի խնդիրը: Լուծված է մասնավոր խնդիր՝ նախազմված է սինթարիկ քառոցակ ուղղորդ մեխանիզմ շուտափիկի պտտման 0 և 90 անկյունների դեպքում:

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Артоболевский И. И., Левитский И. И. и Черкашин С. А. Синтез плоских механизмов. Физматгиз, М., 1959.
- 2 Баранов Г. Г. Курс теории механизмов и машин. Изд. «Машиностроение», М., 1967.
- 3 Чебышев П. Л. О простейшей составчатой системе, доставляющей движения, симметрические около оси. Собр. соч., т. IV, изд. АН СССР, 1948.

ГИДРАВЛИКА

Г. М. ТОРГОМЯН

ТЕЧЕНИЯ ОЗЕРА СЕВАН

По построенным для августа полям температуры воды и ветра были рассчитаны уровенная поверхность и течения озера Севан. Согласно расчетам, летом озеро Севан отличено двумя циклическими круговоротами, существующими на всех глубинах.

Научное и практическое значение изучения течений в озере Севан определяется важной ролью, которую играют они во многих физических, химических и биологических процессах, протекающих в озере. В будущем озеро Севан станет одним из туристических центров СССР, возрастет количество сбросных и водозаборных сооружений, при проектировании которых необходимо учитывать существующие в озере течения.

В имеющихся трудах [1, 3, 4], посвященных гидрологии и термике озера Севан, почти не освещен вопрос о течениях, что объясняется значительными трудностями их измерений. В то же время накоплены многочисленные данные измерений температуры воды на рейдовых вертикалях [3]. Хорошо изучен ветровой режим над озером [1]. Бароклининая модель А. С. Саркисяна [5, 6] позволяет, пользуясь этими данными, рассчитать течения в озере Севан.

Модель наиболее полно учитывает основные факторы, формирующие циркуляцию в водоеме: поле ветра над озером; плотностную неоднородность воды; рельеф дна и береговое очертание; отклоняющее действие силы Кориолиса.

В первом приближении, в гидродинамических уравнениях Павье—Стокса пренебрегаем инерционными членами и боковым турбулентным обменом. Так как инерционные члены всего лишь на порядок меньше основных и могут играть заметную роль в прибрежных сильных течениях, желателен их учет при будущих расчетах. В результате решения системы дифференциальных уравнений, описывающих движение воды в водоеме, получены расчетные формулы:

$$u = \frac{e^{-\alpha z}}{2\alpha\rho_0\nu} \{(\tau_x + \tau_y)\cos\alpha z + (\tau_y - \tau_x)\sin\alpha z\} -$$

$$\frac{1}{\rho_0 l} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{e^{\alpha(z-H)}}{\rho_0 l} \left[\left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_H \sin\alpha(z-H) + \left(\frac{\partial p}{\partial y} \right)_H \cos\alpha(z-H) \right];$$

$$v = -\frac{e^{-\alpha z}}{2\alpha\rho_0\nu} \{(\tau_x - \tau_y)\sin\alpha z - (\tau_y + \tau_x)\cos\alpha z\} +$$

$$+ \frac{1}{\rho_0 l} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{e^{i(z-H)}}{\rho_0 l} \left[\left(\frac{\partial P}{\partial y} \right)_{II} \sin z(z-H) - \left(\frac{\partial P}{\partial x} \right)_{II} \cos z(z-H) \right], \quad (1)$$

где u , v — составляющие скорости течения по осям x , y прямоугольной системы координат (ось x направлена на восток, y — на север,

z — вертикально вниз); $\alpha = \sqrt{\frac{l}{2s}}$; $l = 2\omega \sin \varphi$ — параметр Карриолеса;

γ — коэффициент вертикального турбулентного обмена, принятый в расчетах $1 \text{ см}^2/\text{сек}$; φ — широта места; ρ_0 — среднее значение плотности воды, принятое равным 1 г/см^3 ; τ_x , τ_y — составляющие касательного напряжения ветра; H — глубина;

z_0 — приведенная уровня поверхности водоема;

σ — аномалия плотности воды, определяемая как $\sigma = \rho_1 - \rho_0$;

P — аномалия давления:

$$P = \rho_0 \kappa^2 + g \int_0^z \sigma dz. \quad (2)$$

В уравнениях (1) первые слагаемые определяют составляющие дрейфового течения, вторые — градиентного. Именно при расчете градиентного течения проявляется различие между основными моделями циркуляции. В баротропной модели пренебрегают неоднородностью воды по горизонтали, т. е. при расчетах градиентов давления пренебрегают производными типа $\partial \sigma_x / \partial x$, $\partial \sigma_y / \partial y$. При этом уровенная поверхность z_0 формируется, в основном, за счет ветра. В бароклинной же модели учитывается изменение плотности в горизонтальном направлении, и z_0 определяется как полем ветра, так и полем плотности воды.

Расчет z_0 наиболее трудный этап определения гидрологических характеристик водоема, так как приходится решать дифференциальное уравнение эллиптического типа с неоднородными граничными условиями [6.7].

$$\frac{1}{2\alpha} \Delta^2 z_0 - \frac{\partial H}{\partial y} \frac{\partial z_0}{\partial x} + \frac{\partial H}{\partial x} \frac{\partial z_0}{\partial y} =$$

$$\frac{1}{\rho_0 g} \left(\frac{\partial \tau_x}{\partial x} - \frac{\partial \tau_y}{\partial y} \right) - \frac{1}{2\gamma \rho_0} \int_0^H \Delta \sigma dz - \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{\partial H}{\partial y} \int_0^H \frac{\partial \sigma_x}{\partial x} dz - \frac{\partial H}{\partial x} \int_0^H \frac{\partial \sigma_y}{\partial y} dz \right), \quad (3)$$

где $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$ — оператор Лапласа.

Значения уровенной поверхности на границе определяются из системы уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tau_r}{\partial x} \left(1 - \frac{1}{2\gamma H}\right) - \frac{1}{2\gamma H} \frac{\partial \tau_r}{\partial y} = -\frac{1}{\rho_0 H} \int_0^H (H-z) \frac{\partial \rho}{\partial x} dz - \\ - \frac{1}{\rho_0 g H} \tau_x - \frac{1}{2\gamma H} \left(\int_0^H \frac{\partial \rho}{\partial x} dz + \int_0^H \frac{\partial \rho}{\partial y} dz \right); \\ \frac{\partial \tau_r}{\partial y} \left(1 - \frac{1}{2\gamma H}\right) + \frac{1}{2\gamma H} \frac{\partial \tau_r}{\partial x} = -\frac{1}{\rho_0 H} \int_0^H (H-z) \frac{\partial \rho}{\partial y} dz + \\ + \frac{1}{\rho_0 g H} \tau_y + \frac{1}{2\gamma H} \left(\int_0^H \frac{\partial \rho}{\partial x} dz + \int_0^H \frac{\partial \rho}{\partial y} dz \right). \end{aligned} \quad (4)$$

Алгоритм и численный метод решения уравнений (3) и (4) достаточно подробно описан в [5, 7]. Выбраны следующие шаги сетки: по вертикали 5 м, по горизонтали 2 км. В районе пролива шаг по горизонтали взят вдвое мельче—1 км.

Коротко остановимся на исходных данных, по которым велся расчет. Для августа, по данным ежедневно-недельных измерений температуры воды на 15 вертикалях, проведенных Севанской ГМО в 1963—1970 гг. [3], были построены среднемноголетние изотермы на 13 расчетных горизонтах: 0, 5, 10, ..., 60 м. Определение поля плотности по полю температуры для пресной воды не представляет трудности. Летом над Севаном преобладает восточный тип циркуляции ветра со скоростями 3—4 м/сек [4]. Касательные напряжения определялись по формулам:

$$\tau_x = \gamma W^2 \cos^2 \beta; \quad \tau_y = \gamma W^2 \sin^2 \beta, \quad (5)$$

где $\gamma = 8 \cdot 10^{-7} \text{ г/см}^2$; W —скорость ветра; β —угол между направлением ветра и осью x .

Очертание береговой линии и рельеф дна совмещались с подробной батиметрической картой [2] с учетом понижения уровня озера на 17 м (современное состояние).

В результате решения уравнения (3) с граничными условиями (4) была получена поверхность τ , которая приводится на рис. 1, где стрелками указаны направления градиентных течений на поверхности озера. Как видно из рис. 1, градиентные течения образуют два отдельных циклонических круговорота. На рис. 2 представлена суммарная скорость на поверхности. Если в Малом Севане дрейфовая часть преобладает над градиентной и течения направлены по северо-восточному ветру, то в Большом Севане уже заметно циклоническое вращение. С глубиной дрейфовые течения быстро затухают, и уже на 5—10 м картина определяется исключительно градиентной частью. На рис. 3 приводится карта течений на глубине 10 м. Хорошо видны циклонические круговороты Малого и Большого Севанов. Наиболее интенсивные течения получились

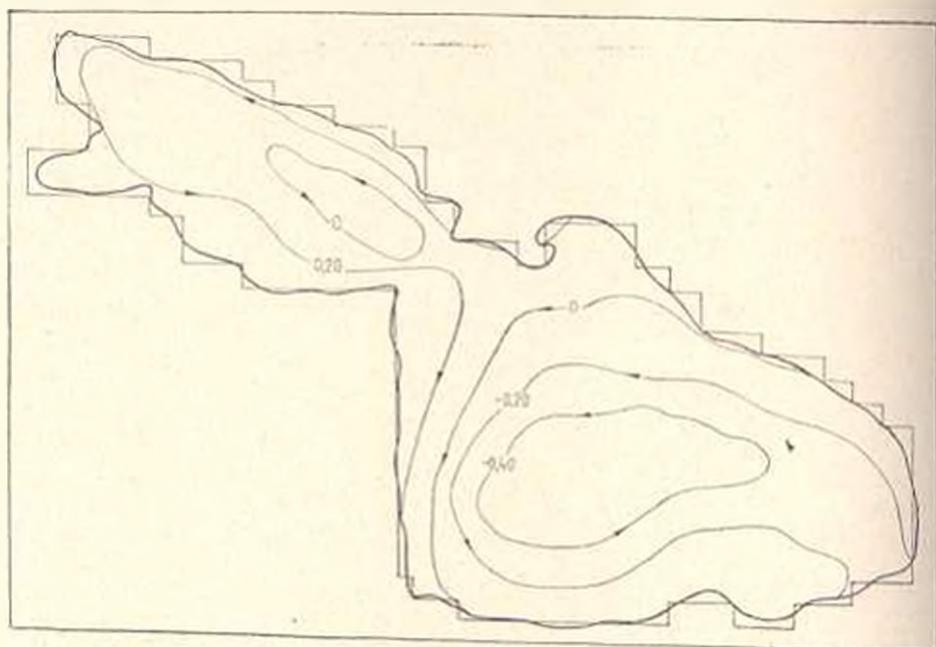


Рис. 1. Приближенная урвненная поверхность $z(x, y)$ в м, полученная путем решения уравнения (3)

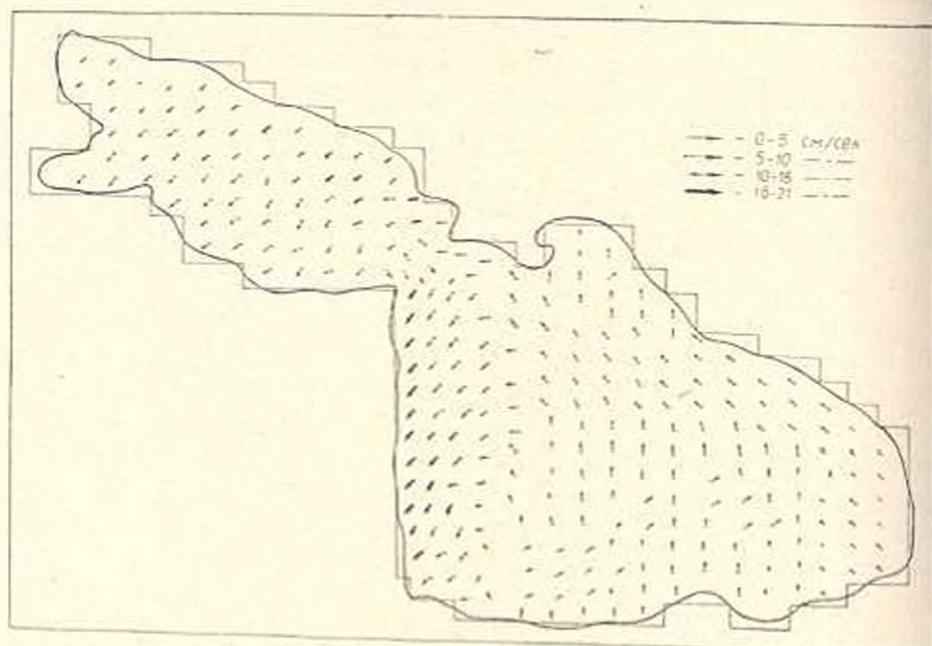


Рис. 2. Рассчитанные течения на поверхности

вдоль западного берега Большого Севана и в проливе, где скорости достигают до 15 см/сек, тогда как, в среднем, скорость на глубине 10 м составляет 5—7 см/сек. Основной инклинционный круговорот сохраняется на всех глубинах, а с 10 м начинают формироваться несколько антициклонических колец (в юго-восточной части Большого Севана, в Арташешском заливе, в Малом Севане).

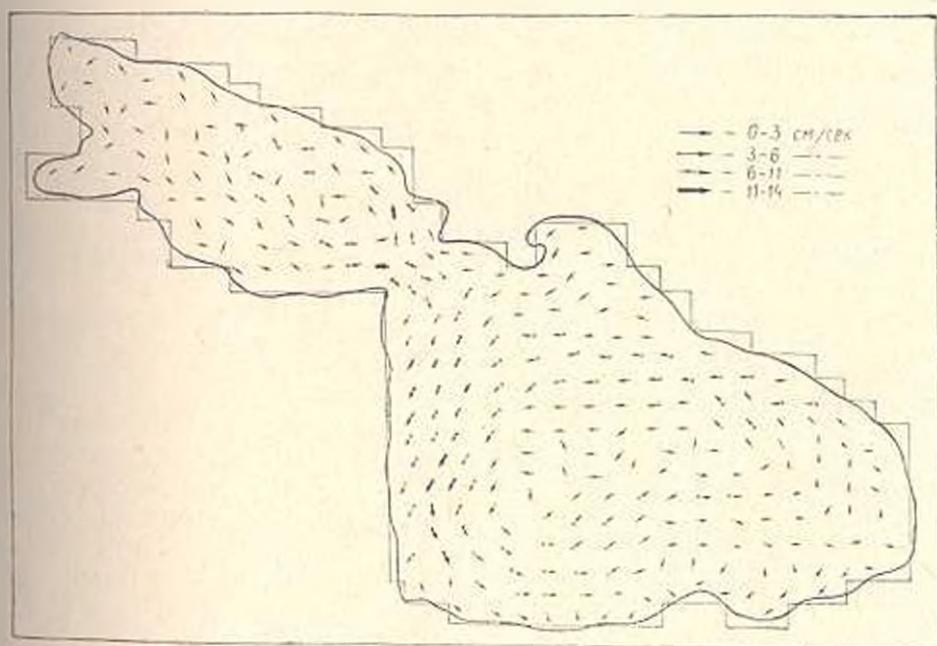


Рис. 3. Рассчитанные течения на глубине 10 м

При циклоническом вращении в центральной части озера происходит выдавливание холодных глубинных вод наверх, что качественно объясняет существование хорошо известного из наблюдений «купола» холодной воды.

Полученные результаты хорошо согласуются с данными немногочисленных измерений [1] и вполне реальны с географической точки зрения, что говорит о возможности расчета циркуляции во внутренних подпорах по бароклинной модели.

Գ. Մ. ԹՈՐՈՍՅԱՆ

ՍԵՎԱՆԻ ԼՃԻ ՀՈՍԱՆՔՆԵՐԸ

Ա Վ Փ Ո Փ Ո Վ

Հողվածում բերված են Սևանա լճում հոսանքների դիագնոստիկական հաշվարկների արդյունքները: Հաշվարկներում օգտագործված է ջրի խտության միջին դաշար օգոստոսին, որը կառուցված է բառ դիտումների:

Համաձայն այդ հաշվարկների ամռանը Սևանում դերակշռում է բավական ինտենսիվ՝ 10—15 սմ/րկ արագությամբ, ցիկլոնիկ գիրկուլացիա, որը սլայմանավորված է ջրի հորիզոնական անհամասեռությամբ:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Либунд М. М. Об особенностях термического режима и приливе между Б. и М. Севаном. «Известия АН АрмССР, Науки о Земле», 1964, т. 17, № 1.
2. Киреев А. И. Гидрографические работы на озере Севан. «Материалы по исследованию озера Севан и его бассейна», ч. 5, вып. 1, Редиздат ЦУМЕТМС, Л., 1933.
3. Материалы наблюдений над озером Севан за 1961—1965 гг. Тбилиси, 1970.
4. Метеорологический режим озера Севан. Под ред. М. И. Тимофеева. Л., Гидрометеоиздат, 1960.
5. Саркисян А. С. Основы теории и расчет океанических течений. Л., Гидрометеоиздат, 1966.
6. Саркисян А. С. О недостатках баротропных моделей океанической циркуляции. «Известия АН СССР Физика атмосферы и океана», т. 5, № 8, 1969.
7. Саркисян А. С., Ажигов Т. З. Численная модель и расчет течений в Черном море. «Метеорология и гидрология», № 3, 1974.

СТРОИТЕЛЬНАЯ МЕХАНИКА

Ու. Կ. ՏՈՒՏԿՈ

ПРЕДЕЛЬНЫЕ НАПРЯЖЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ ПРИ
 РАЗВИТИИ ПЛАСТИЧЕСКИХ ДЕФОРМАЦИЙ

В развитие [1, 2] рассмотрим общий случай объемного напряженного состояния, когда $\sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3$. Для деформаций в каждом напряженном состоянии рассматриваем упруго-пластическую зону; получим следующие выражения для удлинений и упруго-пластическом состоянии в каждом отдельном состоянии действия σ_1 , σ_2 и σ_3 (рис. 1):

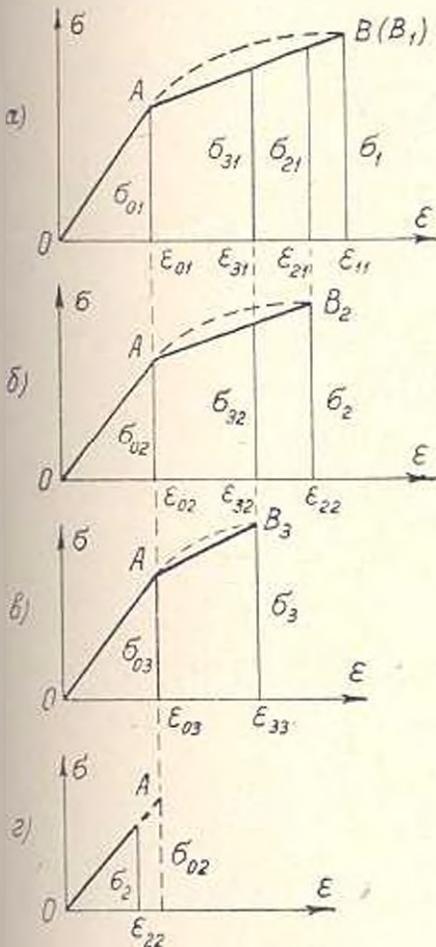


Рис. 1

$$\begin{aligned} \epsilon_{11} &= \frac{\sigma_{01}}{E} + \frac{\sigma_1 - \sigma_{01}}{E_{1k}}; \\ \epsilon_{22} &= \frac{\sigma_{02}}{E} + \frac{\sigma_2 - \sigma_{02}}{E_{2k}}; \\ \epsilon_{33} &= \frac{\sigma_{03}}{E} + \frac{\sigma_3 - \sigma_{03}}{E_{3k}}. \end{aligned} \quad (1)$$

где E_{1k} , E_{2k} , E_{3k} — «хордовые» модули, которые определяются в соответствии с параболической кривой $\sigma - \epsilon$; σ_{01} , σ_{02} , σ_{03} — пределы упругости (полагает их постоянными). Деформации по (1) рассматриваем в каждом данном напряженном состоянии (рис. 1, а, б и в).

В упругой области (до σ_{01} , σ_{02} , σ_{03}) вводятся коэффициенты E и ν , в упруго-пластической — E_{jk} и $\nu_{пл}$. Если $\sigma_2 > \sigma_{02}$, $\sigma_3 > \sigma_{03}$, то поперечные деформации, на которых совершают работу напряжения σ_i , будут в упруго-пластической области. Так как $\sigma_1 > \sigma_2 > \sigma_3$, то работа напряжений σ_1 будет содержать 6 членов, напряжений σ_2 — 7 членов и напряжений σ_3 — 8 членов. Добавочные члены (пятый член) объясняются тем, что σ_2 совершает еще работу на $\nu_{пл}(\sigma_{11} - \sigma_{21})$, а σ_3 — на

$\mu_{11}(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{22} - \varepsilon_{31} - \varepsilon_{32})$. После преобразований получим $A_{\text{пол}}$, а вычитая $A_{\text{об}} = \frac{1-2\nu}{E} (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)^2$, найдем удельную энергию изменения формы:

$$\begin{aligned}
 A_{\text{ф}}^{\text{об}} = & \frac{1}{2E} (\sigma_{01}^2 + \sigma_{02}^2 + \sigma_{03}^2) + \frac{1}{2} \left(\frac{\sigma_1^2 - \sigma_{01}^2}{E_{1k}} + \frac{\sigma_2^2 - \sigma_{02}^2}{E_{2k}} + \frac{\sigma_3^2 - \sigma_{03}^2}{E_{3k}} \right) \\
 & - \frac{\nu}{E} (\sigma_{01}\sigma_{02} + \sigma_{01}\sigma_{03} + \sigma_{02}\sigma_{03}) - \frac{\mu_{11}}{2} \left[(\sigma_{01} + \sigma_{02}) \frac{\sigma_1 - \sigma_{01}}{E_{1k}} + (\sigma_{01} + \sigma_{03}) \frac{\sigma_1 - \sigma_{03}}{E_{3k}} + \right. \\
 & \left. + (\sigma_2 + \sigma_{02}) \frac{\sigma_2 - \sigma_{02}}{E_{2k}} + (\sigma_3 + \sigma_{03}) \frac{\sigma_3 - \sigma_{03}}{E_{3k}} + (\sigma_1 + \sigma_{01}) \frac{\sigma_2 - \sigma_{02}}{E_{1k}} + (\sigma_{12} + \sigma_{02}) \frac{\sigma_1 - \sigma_{01}}{E_{3k}} \right] - \\
 & - \mu \left[\sigma_2 \frac{\sigma_1 - \sigma_{01}}{E_{1k}} + \sigma_3 \left(\frac{\sigma_1 - \sigma_{01}}{E_{1k}} + \frac{\sigma_2 - \sigma_{02}}{E_{2k}} \right) \right] - \frac{1-2\nu}{6E} (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)^2, \quad (2)
 \end{aligned}$$

где E_{1k} , E_{2k} , E_{3k} — упруго-пластические модули (рис. 1, а, б и в).

Если σ_1 — в упруго-пластической области, а σ_2 и σ_3 — в чисто упругой области (смешанное объемное состояние), то вместо (2) получаем упрощенное выражение:

$$\begin{aligned}
 A_{\text{ф, см}}^{\text{об}} = & \frac{1}{2E} (\sigma_{01}^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2) + \frac{\sigma_1^2 - \sigma_{01}^2}{2E_{1k}} - \frac{\nu}{E} (\sigma_2\sigma_{01} + \sigma_3\sigma_{01} - \sigma_2\sigma_{02}) - \\
 & - \frac{\mu}{E} [(\sigma_{01} - \sigma_{02})\sigma_2 + (\sigma_2 - \sigma_{02})\sigma_3 - (\sigma_{01} - \sigma_{03})\sigma_3] - \frac{\mu_{11}}{E_{1k}} (\sigma_1 - \sigma_{01})(\sigma_1 + \sigma_2) - \\
 & - \frac{1-2\nu}{6E} (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)^2. \quad (2')
 \end{aligned}$$

Выражения (2) или (2') сравниваем, как обычно, с энергией изменения формы при осевом растяжении (рис. 2). Эта энергия является эталоном предельного состояния.

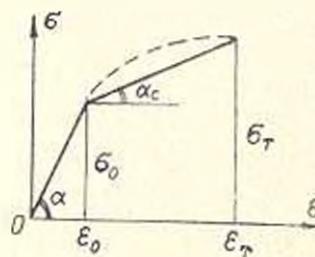


Рис. 2

Определяя по графику OAB энергию изменения формы при осевом растяжении, получим:

$$A_{\text{ф, ос}} = \frac{\sigma_{01}^2}{2E} + \frac{\sigma_1^2 - \sigma_{01}^2}{2E_{1k}} - \frac{(1-2\nu)}{6E} \sigma_1^2. \quad (3)$$

С этим значением и сравниваем выражения (2) или (2').

Для составления условия предельного состояния по теории Сен-Венана сопоставляем значение наибольшей главной деформации ε_1^{00} в объемном напряженном состоянии с ε_1 [2]. Для ε_1^{00} имеем такое выражение:

$$\varepsilon_1^{00} = \frac{\sigma_1}{E_{1k}} - \sigma_{01} \left(\frac{1}{E_{1k}} - \frac{1}{E} \right) - \mu \frac{(\sigma_{02} + \sigma_{03})}{E} - \mu_{21} \left(\frac{\sigma_2 - \sigma_{02}}{E_{2k}} + \frac{\sigma_3 - \sigma_{03}}{E_{3k}} \right), \quad (4)$$

причем считаем, что $\sigma_1 > \sigma_{01}$, $\sigma_2 > \sigma_{02}$, $\sigma_3 > \sigma_{03}$. Если σ_2 и σ_3 — сжимающие, то перед соответствующими значениями напряжений ставится знак минус. В случае, если σ_2 и σ_3 — в упругой области, а σ_1 — в пластической:

$$\varepsilon_{1, \text{ср}}^{00} = \frac{\sigma_1}{E_{1k}} - \sigma_{01} \left(\frac{1}{E_{1k}} - \frac{1}{E} \right) - \frac{\mu(\sigma_2 + \sigma_3)}{E}. \quad (4')$$

В случае плоского напряженного состояния выражение (2) при $\sigma_1 > \sigma_{01}$, $\sigma_2 > \sigma_{02}$ переходит в следующее:

$$\begin{aligned} A_{\Phi}^{00} = & \frac{1}{2E} (\sigma_{01}^2 + \sigma_{02}^2) - \frac{1}{2} \left[\frac{\sigma_1^2 - \sigma_{01}^2}{E_{1k}} + \frac{\sigma_2^2 - \sigma_{02}^2}{E_{2k}} \right] - \frac{\mu}{E} \sigma_{01} \sigma_{02} - \\ & - \frac{\mu_{21}}{2} \left[(\sigma_{01} + \sigma_{21}) \frac{\sigma_2 - \sigma_{02}}{E_{2k}} + (\sigma_2 + \sigma_{02}) \frac{\sigma_{21} - \sigma_{01}}{E_{1k}} \right] - \mu_{03} \sigma_2 \frac{\sigma_1 - \sigma_{21}}{E_{1k}} - \\ & - \frac{1 - 2\mu}{6E} (\sigma_1 + \sigma_2)^2. \end{aligned} \quad (5)$$

Для главной деформации ε_1 имеем

$$\varepsilon_1 = \frac{\sigma_1}{E_{1k}} - \sigma_{01} \left(\frac{1}{E_{1k}} - \frac{1}{E} \right) - \frac{\mu \sigma_2}{E_{2k}}. \quad (a)$$

Это выражение для главной относительной деформации используем для установления предельного состояния по Сен-Венану.

Заметим, что кроме предела пропорциональности первого напряженного состояния в (2) и (5) входят пределы пропорциональности σ_{01} , σ_{02} .

Если в частном случае σ_2 — в упругой области, а σ_1 — в упруго-пластической области, то энергия изменения формы в таком смешанном упруго-пластическом состоянии будет:

$$\begin{aligned} A_{\Phi, \text{ср}}^{00} = & \frac{1}{2E} (\sigma_{01}^2 + \sigma_{02}^2) + \frac{1}{2} \cdot \frac{\sigma_1^2 - \sigma_{01}^2}{E_{1k}} - \frac{\mu_{21} \sigma_2}{E} - \frac{\mu_{02} (\sigma_{01} - \sigma_{21})}{E} - \\ & - \frac{\mu_{03} \sigma_2 (\sigma_1 - \sigma_{21})}{E_{1k}} - \frac{1 - 2\mu}{6E} (\sigma_1 - \sigma_2)^2. \end{aligned} \quad (6)$$

Для ε_1 имеем теперь более простое выражение:

$$\varepsilon_1 = \frac{\sigma_1}{E_{1k}} - \sigma_{01} \left(\frac{1}{E_{1k}} - \frac{1}{E} \right) - \frac{\mu \sigma_2}{E}. \quad (6)$$

Представляет большой интерес выяснение зависимости изменения $\sigma_{1,пр}$ в функции от σ_2/σ_1 как при положительном, так и отрицательном значении этого отношения. При $\sigma_2 > \sigma_{02}$ и $\sigma_1 > \sigma_{01}$ пользуемся формулами (5) и (а). При $\sigma_2 < \sigma_{02}$ и $\sigma_1 > \sigma_{01}$ применяем формулы (6) и (б). Сплошной линией изображена зависимость по энергетической теории, пунктиром — по Сен-Венану (рис. 3).

Рассмотрим некоторые примеры определения предельного напряжения для плоского и пространственного напряженных состояний.

Случай цилиндрического сосуда, когда $\sigma_2 = \sigma_1/2$, материал — сталь 3, для которой $n=3$; $k=5$; $\nu=0,3$; $\mu_{п1}=0,4$. По формуле (3) $A_{0,ис} = \frac{1,045}{E} \sigma_1$. По выражению (6) имеем квадратное уравнение:

$$1,475 \sigma_1^2 + 0,708 \sigma_1 - 2,433 \sigma_1^2 = 0, \quad (7)$$

откуда $\sigma_{1,пр} = 1,066 \sigma_1$, что менее, чем по условию Мизеса на 7,6%. Если применить наше деформационное условие предельного состояния по 2-й теории прочности [ф-ла (6)], то при $E_{1k} = E/5$

$$\frac{\sigma_1}{E_{1k}} - \sigma_{01} \left(\frac{1}{E_{1k}} - \frac{1}{E} \right) - \nu \frac{\sigma_2}{E} = \frac{1}{E} (5\sigma_1 - 4\sigma_0) \quad (8)$$

и получим $\sigma_{1,пр} = 1,03 \sigma_1$.

Случай чистого сдвига и кручения. Этот случай весьма важен для расчета на сдвиг элементов соединений с помощью сварки и заклепок.

Теперь $\sigma_2 = -\sigma_1$; $\sigma_{02} = -\sigma_{01}$. Модули $E_{1k} = E_2 = E/5$.

Приравняв выражения (5) и (3) и сокращая на E , придем к следующему уравнению:

$$7\sigma_1^2 - 5,001\sigma_1^2 = 0.$$

Откуда

$$\sigma_{пр} = \sigma_{1,пр} = 0,845 \sigma_1, \quad (9)$$

что больше, чем по Мизесу на 31%. По 2-й теории прочности $\sigma_{1,пр} = 0,86 \sigma_1$. Опыты показывают, что решение (9) ближе к данным эксперимента, чем решение по Сен-Венану.

Случай объемного напряженного состояния. Пусть $\sigma_2 = 0,4 \sigma_1$, $\sigma_3 = 0,3 \sigma_1$. Имеем смешанное напряженное состояние. Для стали 3 $n=3$; $E_{1k} = E/5$.

Приравняв выражения (2') и (3), получим следующее квадратное уравнение:

$$0,93 \sigma_1^2 + 1,141 \sigma_1 - 2,433 \sigma_1^2 = 0.$$

Откуда $\sigma_{1,пр} = 1,116 \sigma_1$, что на 26,7% меньше, чем по классической теории Мизеса.

Переходя к выводам, отметим, что в статье получены новые

выражения для предельных состояний, в которые входят, наряду с упругими характеристиками E и ν , упруго-пластические постоянные E_{ik} , σ_{pl} , k .

Естественно, при этом получаются результаты, в ряде случаев отличные от значений, найденных по условию Мизеса (я особенно для сдвига). Энергия изменения формы меняет свое значение в зависимости и от соотношений между σ_2 и σ_3 , и от двух коэффициентов, и от отношения модулей E_{ij}/E . Отметим, что результаты, полученные по Сен-Венану, в ряде случаев близки к данным, полученным по 4-й теории прочности при учете пластических деформаций. Так, при плоском напряженном состоянии (рис. 3) для цилиндрического сосуда значения предельных напряжений отличаются всего на 3% (1,066 вместо 1,03).

При равномерном растяжении по трем ортогональным осям, получаем конечное значение предельного напряжения $\sigma_{1,пр} = 1.362\sigma_T$.

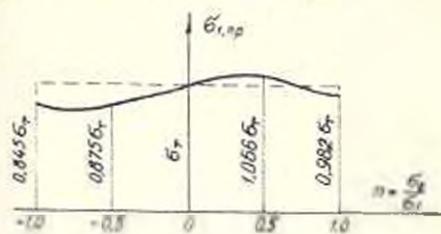


Рис. 3

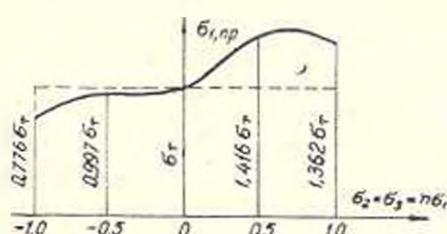


Рис. 4

Характерно, что по данным здесь зависимостям имеем конечные значения $\sigma_{1,пр}$, в то время, как по Мизесу $\sigma_{1,пр} = \infty\sigma_T$. Зависимость предельного напряжения от $\sigma_2 = \sigma_3 = \mu\sigma_1$ представлена нами на рис. 4 для $\nu_{pl} = 0.4$. При увеличении ν_{pl} и случае $\mu = 1$ предельное напряжение увеличивается, но остается конечным; при растяжении по одному направлению и сжатии по ему перпендикулярным направлениям $\sigma_{1,пр}$ уменьшается (рис. 4).

Критерий прочности в общем случае ищется по энергетической теории прочности в виде равенства:

$$A_{\phi}^{пр} = A_{\phi,uc} \tag{10}$$

Это равенство при введенной здесь билинейной связи σ и ϵ представляется полиномом второй степени. Зависимость (10) дает квадратичную функцию от предельного напряжения, что подтверждается и критерием В. В. Новожилова, выражение которого представляется также в виде полинома второй степени.

Ն. Կ. ՍՆԻՏԻՈ

ՍԱՀՄԱՆԱՅԻՆ ԼԱՐՎԱՆՄԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՆԵՐԸ ՊԼԱՍՏԻԿԱԿԱՆ ԴԵՖՈՐՄԱՑԻԱՆԵՐԻ
ՋԱՐԳԱՑՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ

Ու մ փ ո փ ո ս ո ս

Հողվածոմ արված են սուսանդու-պլաստիկական սիրույթում լարումների և դեֆորմացիաների կապի հիմնական արտահայտությունները պլաստիկ պողպատների համար: Կազմված են դեֆորմացիոն պայմաններ գլխավոր լարումների սահմանային արժեքների 'ամար' նկատի ունենալով պլաստիկական դեֆորմացիաների զարգացումը ծավալային և հարթ լարվածային վիճակներում: Կատարված է նամադրում Միգելսի և Մեն-Վենանի լուծումների հետ:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Снитко Н. К. К физической теории упруго-пластических деформаций. «Известия АН СССР. Механика твердого тела», № 5, 1973.
2. Снитко Н. К. Техническа мисъл. Българска АН, «Строителство», № 6, 1972, София.

СТРОИТЕЛЬНАЯ МЕХАНИКА

М. А. ЗАДОЯН

ПРИМЕНЕНИЕ ВАРИАЦИОННЫХ МЕТОДОВ ТЕОРИИ
ПОЛЗУЧЕСТИ ПРИ РАСЧЕТЕ
ЖЕЛЕЗОБЕТОННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ

В строительной механике упругих систем важную прикладную роль играют вариационные способы, основанные на теореме Кастильяно. Однако эти методы пока не нашли должного применения в теории расчета балочных систем, материалы которых обладают свойством наследственной ползучести. В данной работе даны обобщение теоремы Кастильяно для составной балки, одним из материалов которой обладает свойством наследственной ползучести, и ее применение при расчете железобетонных конструкций.

1* Будем исходить из теории ползучести Маслова-Арутюняна [1] и из основных гипотез и предпосылок, принятых в настоящее время в теории железобетона [1—6 и др.]. Соотношение между напряжением и деформацией в бетоне имеет вид [1]:

$$E\varepsilon(t) = \varepsilon(t) - \int_0^t \varepsilon(\tau) K(t, \tau) d\tau. \quad (1)$$

В дальнейшем, для простоты, модуль мгновенной деформации бетона E принимается постоянным. В соотношении (1)

$$K(t, \tau) = -E\varepsilon'(\tau) + E[\varepsilon'(\tau) + \gamma\varepsilon(\tau)]e^{-\beta(t-\tau)}, \quad (2)$$

функция $\varepsilon(\tau)$, характеризующая влияние возраста бетона, определяется выражением $\varepsilon(\tau) = \frac{A_1}{\tau} + C$. Материал арматуры считается идеально упругим с модулем упругости E_1 .

Предположим, что железобетонная балка испытывает только влияние изгибающих моментов $M(x, t)$, меняющихся по длине балки и во времени. Рассматриваем случай одностороннего армирования и для определенности поперечное сечение балки принимаем прямоугольным. Работа растягивающей части бетона пренебрегается, а видя распределения напряжения в сжатой зоне бетона по высоте принимается треугольной (рис. 1). Вопрос учета влияния трещинообразования на напряженно-деформированное состояние балки здесь не рассматривается.

Исходя из условий равновесия, напряжения в арматуре и в бетоне соответственно будут:

$$\sigma_1 = \sigma_1 z; \quad z = \frac{M}{W} \Psi(z); \quad \Psi(z) = \frac{1}{z(3-z)}, \quad (3)$$

где $z = \xi/h$ — безразмерная толщина сжатого слоя бетона; h — высота поперечного сечения (до оси арматуры); $W = bh^2/6$; $2\sigma_1 = F/F_1$; F_1 — площадь поперечного сечения арматуры; $F = bh$.

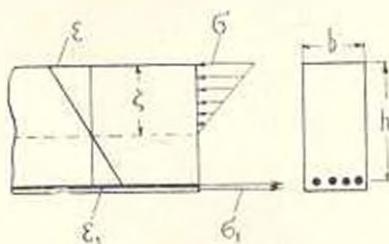


Рис. 1

Применяя гипотезу плоских сечений, находим: $\varepsilon(1-z) = \varepsilon_1 z$, где ε_1 — деформация арматуры. Далее, используя принятые соотношения между напряжениями и деформациями для бетона и арматуры, приходим к зависимости между z и M :

$$M\Phi(z, \nu) = \int_{z_0}^z M\Psi(z)K(t, z)dt. \quad (4)$$

Здесь

$$\Phi(z, \nu) = \frac{\nu z^2 + z - 1}{z(1-z)(3-z)}, \quad \nu = \frac{1}{2} \frac{EF}{E_1 F_1}. \quad (5)$$

2. Соотношение (4) рассматриваем как нелинейное интегральное уравнение Вольтерра относительно z , при помощи которого функция z выражается через M .

С целью нахождения приближенного решения интегрального уравнения (4) сначала определим предельные значения искомой функции z по времени. Для определения $z(\tau_1) = z_0$ из (4) находим уравнение $\Phi(z_0, \nu) = 0$, откуда определяем

$$z_0 = 1 - \sqrt{\omega^2 + 2\omega - \omega}, \quad \omega = \frac{E_1 F_1}{EF}. \quad (6)$$

Значение z при $t \rightarrow \infty$ обозначим z_∞ . Применяя теорему о среднем и переходя к пределу $t \rightarrow \infty$, можем написать

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \int_{z_0}^z z(x, \tau) \varphi'(\tau) d\tau = z(x, t) [\varphi(\infty) - \varphi(\tau_1)], \quad (7)$$

где τ — некоторое значение t , находящееся между τ_1 и ∞ .

Переходя к пределу $t \rightarrow \infty$, с помощью правила Лопиталья находим

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \int_{z_0}^z z(x, \tau) [z'(\tau) + \gamma z(\tau)] e^{-\omega(\tau-t)} d\tau = z(x, \infty) z'(\infty). \quad (8)$$

Тогда, вводя обозначение $B = z(x, \tau) z'(x, \infty)$, из (4) при $t \rightarrow \infty$ получим

$$\Phi(z_0, \nu) = E \left(B \frac{A_1}{\gamma} + C \right) \Psi(z_0). \quad (9)$$

Из (9), обозначая $\mu = \omega \left(1 + EC + EB \frac{A_1}{\gamma} \right)$, находим

$$z_0 = \sqrt{\mu^2 + 2\mu} - \mu. \quad (10)$$

Для старого бетона $A_1 = 0$ и в выражении $\mu = \omega(1 + EC)$ не содержится неизвестное B . Таким образом, для случая старого бетона имеем точные начальные и конечные значения функции z . Для молодого бетона, т. е. когда необходимо учесть влияние возраста материала на свойства ползучести, можно оценить значение B . Так, например, когда изгибающий момент не меняется во времени, B удовлетворяет условию $1 < B < 2\Psi(z_0)$. Принимая крайние значения B в выражении μ , из (10) находим верхние и нижние границы z_0 . Например, полагая $E_1/E = 10$, $F_1/F = 0,01$, т. е. $\omega = 0,1$, получаем значения $z_0 = 0,36$. Тогда $2\Psi(z_0) = B_{\max} = 2,10$, $\mu_{\max} = 0,38$ и $z_0^{\max} = 0,52$. Принимая $B_{\min} = 1$, получаем $\mu_{\min} = 0,33$ и $z_0^{\min} = 0,49$. Здесь принято $A_1 = 4,82 \cdot 10^{-2}$, $C = 0,9 \cdot 10^{-3}$, $\gamma_1 = 20$.

Графики функций $\Psi(z)$ и $\Phi(z, \nu)$ (рис. 2 и 3) показывают, что в диапазоне изменения z эти функции можно заменить линейными функциями⁶. Полагаем

$$\Psi(z) = a_0 + a_1(z - z_0), \quad \Phi(z, \nu) = b_1(\nu)(z - z_0). \quad (11)$$

Коэффициенты a_0 , a_1 и $b_1(\nu)$ можно определить, например, методом квадратичных отклонений, графическим путем и т. д. Если просто требовать, чтобы эти прямые проходили через точки z_0 и z_2 , то значения этих коэффициентов будут:

$$a_0 = \Psi(z_0); \quad a_1 = \frac{\Psi(z_2) - \Psi(z_0)}{z_2 - z_0}; \quad b_1(\nu) = \frac{\Phi(z_2, \nu)}{z_2 - z_0}. \quad (12)$$

Формула напряжения для бетона (3) примет вид:

$$\sigma = \frac{M}{W} [a_0 + a_1(z - z_0)]. \quad (13)$$

⁶ Для случаев неубывающих во времени внешних сил, линеаризуя по теореме Лагранжа уравнение (4), можно получить значение напряжения сверху и снизу

Тогда из соотношения (4) приходим к линейному интегральному уравнению относительно z :

$$z(x, t) = z_0 M(x, t) - \beta \int_0^t z(x, \tau) K(t, \tau) d\tau, \quad (15)$$

где $z = a_0/W$; $\beta = a_1/b_1$. Дважды дифференцируя и исключая интеграл из (14) получаем дифференциальное уравнение второго порядка с соответствующими начальными условиями, решение которого представится в виде

$$z(x, t) = z_0 M(x, t) - \alpha \int_0^t M(x, \tau) R(t, \tau) d\tau, \quad (15)$$

где $R(t, \tau)$ — резольвента ядра $-\beta K(t, \tau)$:

$$R(t, \tau) = \eta(\tau) - \tau D(\tau) \int_0^t \exp \left[- \int_0^{\tau} \eta(\xi) d\xi \right] d\tau, \quad (16)$$

$$\eta(\tau) = \tau [1 + \beta E z(\tau)]; \quad D = \eta' + \eta^2 - \tau \eta. \quad (17)$$

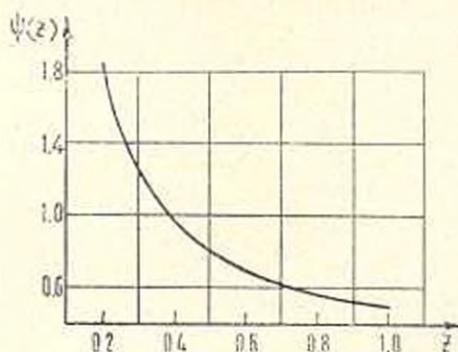


Рис. 2

Исключая из (13) и (15) z и обозначая $\lambda_0 = a_0/a_1$, находим явное выражение z через M :

$$z(x, t) = z_0 + \lambda_0 \int_0^t \frac{M(x, \tau)}{M(x, t)} R(t, \tau) d\tau. \quad (18)$$

3. Кривизна балки определяется через деформации арматуры формулой $z = \varepsilon_1/h(1-z)$. Подставляя значение ε_1 , выраженное через напряжения, и обозначая $l = bh^2/6$, получим:

$$z = \frac{M}{El} \chi(z); \quad \chi(z) = \frac{1}{(1-z)(3-z)}. \quad (19)$$

Линеаризуя функцию $\chi(z)$ (рис. 4), получим:

$$\chi(M) = \frac{M}{EI} [m + n(z - z_0)]. \quad (20)$$

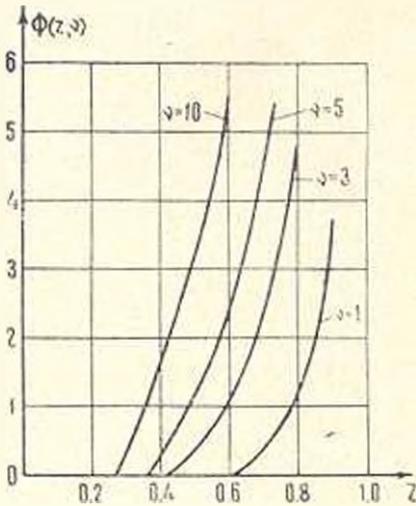


Рис. 3

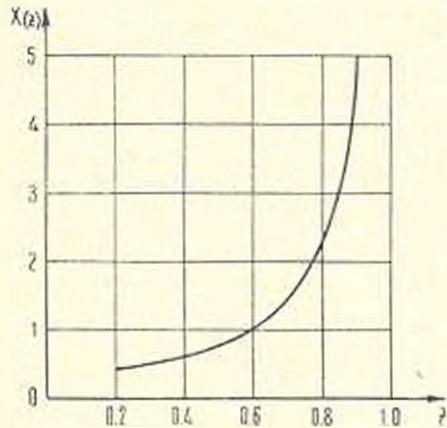


Рис. 4

Здесь, как и в случаях линеаризации функций Ψ и Φ , постоянные m и n определяются из условия, чтобы расхождение между $\chi(z)$ и прямой было минимальным. Если прямую провести через точки z_0 и z_1 , то $m = \chi(z_0)$ и $n = \frac{\chi(z_1) - \chi(z_0)}{z_1 - z_0}$. Подставляя (18) в (20) и вводя обозначение $i = n_n EI$, находим выражение кривизны балки через изгибающий момент:

$$\chi(x, t) = \frac{m M(x, t)}{EI} + i \int_{z_0}^z M(x, \tau) R(t, \tau) d\tau. \quad (21)$$

4° Пусть железобетонная балка под воздействием внешних поперечных сил находится в равновесии. Изгибающие моменты будут удовлетворять уравнению равновесия и граничным условиям:

$$\frac{d^2 M(x, t)}{dx^2} + q(x, t) = 0; \quad M(x_i, t) = M_i(t) \quad (i=1, 2). \quad (22)$$

В момент t , наряду с истинными внутренними моментами $M(x, t)$, рассмотрим другое возможное распределение изгибающих моментов $M(x, t) + \delta M(x, t)$, бесконечно близкое к реальному и удовлетворяющее уравнению равновесия и граничным условиям. Ясно, что в рассматриваемый момент t эти вариации $\delta M(x, t)$ составляют уравновешенную систему:

$$\frac{d^2 M(x, t)}{dx^2} = 0, \quad \xi M(x_i, t) = \zeta M_i(t) \quad (i=1, 2). \quad (23)$$

Тогда сумма работ вариаций моментов и вариаций внешних сил равна нулю, т. е.

$$\int_0^L \kappa(M) \delta M dx = \sum_{i=1}^2 \omega_i(t) \delta P_i(t). \quad (24)$$

Здесь $P_i(t)$ и $\omega_i(t)$ — обобщенные силы и обобщенные перемещения. Подставляя (21) в (24) и вынося знак ξ , получим

$$\xi \int_0^L \left[\frac{m M^2(x, t)}{2EI} + \kappa \int_0^L M(x, \tau) M(x, t) R(t, \tau) d\tau \right] dx = \sum_{i=1}^2 \omega_i(t) \delta P_i(t). \quad (25)$$

Отсюда для обобщенного перемещения получим:

$$\omega_k(t) = \int_0^L \left[\frac{m M(x, t)}{EI} + \kappa \int_0^L M(x, \tau) R(t, \tau) d\tau \right] \frac{\partial M(x, t)}{\partial P_k(t)} dx. \quad (26)$$

Полученная формула выражает теорему Кастильяно для железобетонной балки при учете наследственно-ползучих свойств бетона [7, 8].

5 Пусть имеем s раз статически неопределимую железобетонную неразрезную балку, промежуточные опоры которой упруго-податливые. Осадки этих опор принимаем пропорциональными опорным реакциям $\Delta_k(t) = -\xi_0 X_k(t)$. Для определения лишних неизвестных $X_k(t)$ получим систему интегральных уравнений:

$$\int_0^L \left[\frac{m M(x, t)}{EI} + \kappa \int_0^L M(x, \tau) R(t, \tau) d\tau \right] \frac{\partial M(x, t)}{\partial X_k(t)} dx = -\xi_0 X_k(t) \quad (27)$$

$$(k=1, 2, \dots, s).$$

При $\xi_0 = 0$, т. е. когда отсутствуют осадки опор, получается однородная система интегральных уравнений, вследствие чего в конечном счете приходим к заключению, что значения лишних неизвестных будут совпадать с соответствующими значениями упругих решений.

Для иллюстрации применения формулы (26) подробно рассмотрим железобетонную балку, один конец которой зашпелен, а другой — шарнирно неподвижный и упруго-податливый, находящуюся под влиянием равномерно распределенной по ее длине и меняющейся во времени нагрузки $q(t)$.

Для нахождения опорной реакции $A(t)$ будем иметь:

$$\int_0^l \left[\frac{mM(x, t)}{EI} + t \int_0^x M(x, \tau) R(t, \tau) d\tau \right] \frac{\partial M(x, t)}{\partial A(t)} dx = -\gamma_0 A(t). \quad (28)$$

Подставляя в соотношение (28)

$$M(x, t) = A(t)x - \frac{q(t)x^2}{2}, \quad \frac{\partial M(x, t)}{\partial A(t)} = x, \quad (29)$$

производя интегрирования и вводя обозначения:

$$A(t) = \frac{3}{8} q(t)l - \frac{9\gamma_0}{8} \cdot \frac{lEIH(t)}{ml^3 + 3\gamma_0 lEI}, \quad \gamma_1 = \frac{m\gamma_0}{m - \frac{3\gamma_0}{l^2} lEI} \quad (30)$$

приходим к интегральному уравнению

$$H(t) = q(t) - \gamma_1 \int_0^t H(\tau) R(t, \tau) d\tau. \quad (31)$$

Применяя к (31) формулу Дирихле о преобразовании двукратного интеграла, дифференцируя и умножая почленно на $e^{\gamma_1 t}$, а потом снова дифференцируя и вводя обозначение $(1 - \gamma_1)\gamma_1(t) = \gamma_1 = \gamma_1(t)$, получим дифференциальное уравнение

$$H'(t) + \gamma_1(t)H(t) = q'(t) + \gamma_1(t)q'(t) \quad (32)$$

с начальными условиями:

$$H(\tau_1) = q(\tau_1); \quad H'(\tau_1) = q'(\tau_1) + \gamma_1(\tau_1)q(\tau_1). \quad (33)$$

Решение полученного уравнения после преобразования представится в виде

$$H(t) = q(t) - \int_0^t q(\tau) R^*(t, \tau) d\tau, \quad (34)$$

где $R^*(t, \tau)$ — резольвента ядра $\gamma_1 R(t, \tau)$:

$$R^*(t, \tau) = \gamma_1(\tau) - \gamma_1(\tau) - D_1(t) \int_0^t \exp \left[- \int_0^z \gamma_1(\xi) d\xi \right] dz; \quad (35)$$

$$D_1 = \gamma_1' - \gamma_1^2 - \gamma_1'' + \gamma_1 \gamma_0. \quad (36)$$

6 При отсутствии осадки опоры $\gamma_0 = 0$ и $A(t) = \frac{3}{8} q(t)l$. В этом случае для определения прогиба балки в сечении $x = x_1$, где не приложена сосредоточенная сила, применим метод введения добавочной силы (рис. 5). Приложим в сечении $x = x_1$ мыслимую силу $P_*(t)$. Изгибающие моменты в соответствующих интервалах будут:

$$M_1(x, t) = A(t)x - \frac{q(t)x^2}{2}, \quad 0 \leq x < x_1; \quad (37)$$

$$M_2(x, t) = A(t)x - \frac{q(t)x^2}{2} - P_0(t)(x - x_1), \quad x_1 \leq x \leq l.$$

Для определения реакции $A(t)$ будем иметь уравнение

$$\int_0^{x_1} \left[\frac{mM_1(x, t)}{EI} + \lambda \int_0^t M_1(x, \tau)R(t, \tau)d\tau \right] \frac{\partial M_1(x, t)}{\partial A(t)} dx + \\ + \int_{x_1}^l \left[\frac{mM_2(x, t)}{EI} + \lambda \int_0^t M_2(x, \tau)R(t, \tau)d\tau \right] \frac{\partial M_2(x, t)}{\partial A(t)} dx = 0, \quad (38)$$

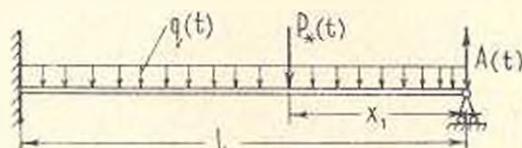


Рис. 5

Производя интегрирование и вводя обозначения: $x_1/l = \xi$, $1 - \frac{3}{2}\xi +$

$+\frac{1}{2}\xi^2 = \xi_0$, — приходим к однородному интегральному уравнению

$$\frac{m}{EI} \left[A(t) - \frac{3}{8}q(t)l - \xi_0 P_0(t) \right] + \lambda \int_0^t \left[A(\tau) - \frac{3}{8}q(\tau)l - \xi_0 P_0(\tau) \right] R(t, \tau) d\tau = 0,$$

из которого следует:

$$A(t) = \frac{3}{8}q(t)l + \xi_0 P_0(t). \quad (39)$$

Прогиб в сечении $x = x_1$ будет:

$$w_{x_1}(t) = \int_0^{x_1} \left[\frac{mM_1(x, t)}{EI} + \lambda \int_0^t M_1(x, \tau)R(t, \tau)d\tau \right] \frac{\partial M_1(x, t)}{\partial P_0(t)} dx + \\ + \int_{x_1}^l \left[\frac{mM_2(x, t)}{EI} + \lambda \int_0^t M_2(x, \tau)R(t, \tau)d\tau \right] \frac{\partial M_2(x, t)}{\partial P_0(t)} dx. \quad (40)$$

Подставляя в (40) выражения моментов из (37) и значения производных

$$\frac{\partial M_1(x, t)}{\partial P_2(t)} = z_0 x \quad \text{и} \quad \frac{\partial M_2(x, t)}{\partial P_2(t)} = z_0 x - x - x_1, \quad (41)$$

а затем в полученном выражении принимая $P_2(t) = 0$ и вводя обозначения: $z_1 = z_0 n m$, $\alpha_1 = 17z_0^3 - 3z_0^2 - 5z_0^2 - 9z_0^2 - 3z_0^2 + 3z_0^2$, — находим искомым прогиб

$$w(t) = \frac{m z_0 q(t) l^3}{48 E I} \left[1 + \beta_1 \int_{z_1}^t \frac{q(\tau)}{q(t)} R(t, \tau) d\tau \right], \quad (42)$$

Подставляя в (18) $M(x, t) = q(t) \left(\frac{3lx}{8} - \frac{x^2}{2} \right)$, для определения толщины сжатого слоя бетона получим:

$$z(t) = z_0 + \beta_0 \int_{z_1}^t \frac{q(\tau)}{q(t)} R(t, \tau) d\tau, \quad (43)$$

Напряжения в бетоне и в арматуре будут:

$$\sigma(x, t) = \frac{M(x, t)}{W} q_*(t); \quad \tau_1(x, t) = \gamma_1 z(t) \sigma(x, t), \quad (44)$$

где

$$q_*(t) = 1 - \int_{z_1}^t \frac{q(\tau)}{q(t)} R(t, \tau) d\tau. \quad (45)$$

В случае старого бетона $z_1(t) = C$ и при $q(t) = q = \text{const}$ получим:

$$w(t) = \frac{m z_0 q l^3}{48 E I} \left[1 + \beta_1 \left(1 - \frac{z_1}{z} \right) \left[1 - e^{-W(t-z_1)} \right] \right], \quad (46)$$

Следовательно, в рассматриваемом случае прогиб при $t \rightarrow \infty$ и $1 + \beta_1 \left(1 - \frac{z_1}{z} \right)$ раза больше по сравнению с его начальным значением при $t = z_1$.

Аналогичные значения $z(t)$ и $q_*(t)$ будут:

$$z(t) = z_0 + \beta_0 \left(1 - \frac{z_1}{z} \right) \left[1 - e^{-W(t-z_1)} \right], \quad (47)$$

$$q_*(t) = \frac{z_1}{z} + \left(1 - \frac{z_1}{z} \right) e^{-W(t-z_1)}. \quad (48)$$

Отсюда заключаем, что в данном случае напряжения в бетоне падают в течение времени в $1/\gamma_1$ раз, а в арматуре увеличивается в $1 + \beta_1 \left(1 - \frac{z_1}{z} \right)$ раз по сравнению с соответствующими начальными зна-

չենյառն.

Институт механики АН АрмССР

Поступило 13.1.1975.

Մ. Ա. ԶԻՄԻՆԻՆ

ՍՈՎՔԻ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՎԱՐԻԱՏԻՈՆ ՍԵՌՈՒԿԵՐԻ ԿԵՐԱՌՈՒՄԸ ԵՐԱՍԹԵՑՈՅԵ
ԷԼԵՄԵՆՏՆԵՐԻ ՀԱՇՎԱՐԿԻ ԺԱՄԱՆԱԿ

Ա Վ Փ Ն Փ Ո Ւ Մ

Հոդվածում ուսումնասիրված է երկաթբետոնե հեծանի շարվածային դիճակը սեղմված բետոնի դժային սողքի հաշվառումի մեղմեցված է. որ ձգված գոտում բետոնը չի աշխատում, աշխատում է միայն ամրանքը շարվածային դիճակի ուսումնասիրությունը բերում է վնասերային տիպի ոչ-դժային ինտեգրալ հավասարմանը. Գծայնագնելով ոչ-դժային ֆունկցիաները. լուծված է այդ հավասարումը և ուժի տակ ճկվածքը որոշելու համար ստացված է (26) բանաձևեր, որը արտահայտում է Կասախյանոյի թևերեմը ուսումնասիրվող միջավայրի համար: Բերված են այդ բանաձևի որոշ կիրառությունները սառսիդորեն անորոշ ինդիքներ լուծելու:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Аргюмян Н. А. Некоторые вопросы теории ползучести. ГИИТ-7, М.—31, 1952.
2. Гвозден А. А. Развитие теории железобетона в СССР. «Бетон и железобетон», № 8, 1964.
3. Прокопович Н. Е. Влияние длительных процессов на напряженное и деформированное состояние сооружений. Гостехиздат, М., 1963.
4. Улицкий Н. П. Теория и расчет железобетонных стержневых конструкций с учетом длительных процессов. Изд. «Бульварник». Киев, 1967.
5. Александрович Г. В. Расчет бетонных и железобетонных конструкций на температурные и влажностные воздействия (с учетом ползучести). Стройиздат, М., 1966.
6. Бандаренка В. М. Некоторые вопросы нелинейной теории железобетона. Изд. Харьковского университета, Харьков, 1968.
7. Задоя М. А. О вариационных уравнениях теории ползучести. ДАН АрмССР, т. 26, № 5, 1958.
8. Задоя М. А. Вариационное уравнение Кастильяни нелинейно-последовательной теории ползучести. «Изв. АН СССР. Механика твердого тела», № 5, 1972.

ЭНЕРГЕТИКА

В. С. ХАЧАТРИАН

К ТЕОРИИ ОПТИМИЗАЦИИ УСТАНОВИВШИХСЯ РЕЖИМОВ БОЛЬШИХ ЭЛЕКТРОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Настоящая статья посвящена разработке метода оптимизации режимов больших энергосистем, основанного на идее предварительного представления их как совокупности радиально связанных подсистем [1—6]. Предполагается, что рассматриваемую энергосистему можно представить в виде совокупности радиально связанных N отдельных подсистем путем удаления определенного количества межсистемных связывающих ЛЭП [5, 6]. При этом задача сводится к определению минимума функции суммарного расхода топлива для большой энергосистемы в целом

$$F_n(P_m) = F_{m_1}(P_{m_1}) + F_{m_2}(P_{m_2}) + \dots + F_{m_N}(P_{m_N}), \quad (1)$$

при наличии следующего уравнения связи:

$$(P_{k_1} + P_{k_2} + \dots + P_{k_N}) + (H_{a_1} + H_{a_2} + \dots + H_{a_N}) - (P_{m_1} + P_{m_2} + \dots + P_{m_N}) - \Phi_p = 0. \quad (2)$$

В выражениях (1) и (2):

$F_{m_1}, F_{m_2}, \dots, F_{m_N}$ — функции расхода топлива 1, 2, ..., N -ой подсистем

$P_{k_1}, P_{k_2}, \dots, P_{k_N}$ — суммарные нагрузки 1, 2, ..., N -ой подсистем;

$P_{m_1}, P_{m_2}, \dots, P_{m_N}$ — активные мощности 1, 2, ..., N -ой подсистем;

$H_{a_1}, H_{a_2}, \dots, H_{a_N}$ — потери активной мощности 1, 2, ..., N -ой подсистем

Управляющие переменные, т. е. активные мощности станционных узлов, должны удовлетворять одновременно следующим условиям типа неравенств:

$$\begin{aligned} P_{m_1, \min} &\leq P_{m_1} \leq P_{m_1, \max}, \\ P_{m_2, \min} &\leq P_{m_2} \leq P_{m_2, \max}, \\ &\dots \dots \dots \\ P_{m_N, \min} &\leq P_{m_N} \leq P_{m_N, \max}. \end{aligned} \quad (3)$$

С другой стороны, потери активной мощности в сетях энергосистемы являются функцией от режимных параметров всех узлов, которые связаны с помощью нелинейных алгебраических уравнений установившихся режимов [7]. Учитывая полученную новую конфигурацию исследуемой схемы, систему нелинейных алгебраических уравнений установившихся режимов можно представить в виде следующей квазидиагональной формы [6]:

(5) - (8) является вопрос определения величин Π_a и $\frac{\partial \Pi_a}{\partial P_m}$. Эти величины при решении вышеприведенной системы нелинейных алгебраических уравнений оптимальных режимов устанавливаются соответственно для каждой подсистемы методами, описанными в [7]. Как показано в [7], для определения точных значений частных производных типа $\frac{\partial \Pi_a}{\partial P_m}$ требуется одновременно использовать и систему нелинейных алгебраических уравнений установившихся режимов.

В силу этого предлагается следующий алгоритм решения систем уравнений оптимальных режимов.

1. При фиксированных значениях активных, реактивных мощностей нагрузочных узлов, модулей напряжений станционных узлов, предварительно задавая значения активных мощностей станционных узлов и других режимных параметров, устанавливаются значения комплексных многомерных векторов отдельных узлов [5].

2. На основании полученных многомерных векторов комплексных токов отдельных подсистем строится система нелинейных алгебраических уравнений установившихся режимов первой подсистемы [6] и, применяя метод Ньютона-Рафсона, определяются неизвестные режимные параметры этой же подсистемы:

$$\begin{bmatrix} Q_{n_1} \\ U_{k_1} \\ \dot{\varphi}_{j_1} \end{bmatrix}^{l-1} = \begin{bmatrix} Q_{n_1} \\ U_{k_1} \\ \dot{\varphi}_{j_1} \end{bmatrix}^l - \begin{bmatrix} \frac{\partial \Phi_{pm_1}}{\partial Q_{n_1}} & \frac{\partial \Phi_{pm_1}}{\partial U_{k_1}} & \frac{\partial \Phi_{pm_1}}{\partial \dot{\varphi}_{j_1}} \\ \frac{\partial \Phi_{pk_1}}{\partial Q_{n_1}} & \frac{\partial \Phi_{pk_1}}{\partial U_{k_1}} & \frac{\partial \Phi_{pk_1}}{\partial \dot{\varphi}_{j_1}} \\ \frac{\partial \Phi_{q_1}}{\partial Q_{n_1}} & \frac{\partial \Phi_{q_1}}{\partial U_{k_1}} & \frac{\partial \Phi_{q_1}}{\partial \dot{\varphi}_{j_1}} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \Phi_{pm_1} \\ \Phi_{pk_1} \\ \Phi_{q_1} \end{bmatrix} \quad (9)$$

3. Используя полученную в (9) матрицу Якоби, определяем значения частных производных типа $\frac{\partial Q_{n_1}}{\partial P_{m_1}}$, $\frac{\partial U_{k_1}}{\partial P_{m_1}}$ и $\frac{\partial \dot{\varphi}_{j_1}}{\partial P_{m_1}}$ для первой подсистемы:

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial Q_{n_1}}{\partial P_{m_1}} \\ \frac{\partial U_{k_1}}{\partial P_{m_1}} \\ \frac{\partial \dot{\varphi}_{j_1}}{\partial P_{m_1}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial \Phi_{pm_1}}{\partial Q_{n_1}} & \frac{\partial \Phi_{pm_1}}{\partial U_{k_1}} & \frac{\partial \Phi_{pm_1}}{\partial \dot{\varphi}_{j_1}} \\ \frac{\partial \Phi_{pk_1}}{\partial Q_{n_1}} & \frac{\partial \Phi_{pk_1}}{\partial U_{k_1}} & \frac{\partial \Phi_{pk_1}}{\partial \dot{\varphi}_{j_1}} \\ \frac{\partial \Phi_{q_1}}{\partial Q_{n_1}} & \frac{\partial \Phi_{q_1}}{\partial U_{k_1}} & \frac{\partial \Phi_{q_1}}{\partial \dot{\varphi}_{j_1}} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \frac{\partial \Phi_{pm_1}}{\partial P_{m_1}} \\ \frac{\partial \Phi_{pk_1}}{\partial P_{m_1}} \\ \frac{\partial \Phi_{q_1}}{\partial P_{m_1}} \end{bmatrix} \quad (10)$$

4. Определяем численные значения частных производных от потерь

активной мощности по активным мощностям стационарных узлов, входящих в первую подсистему

$$\frac{d\Pi_{a_1}}{dP_{m_1}} = \left(\frac{d\Pi_{a_1}}{dP_{m_1}} \right) + \sum_{i=1}^n \frac{d\Pi_{a_1}}{dQ_{a_i}} \cdot \frac{dQ_{a_i}}{dP_{m_1}} + \sum_{i=1}^n \frac{d\Pi_{a_1}}{dU_{i_1}} \cdot \frac{dU_{i_1}}{dP_{m_1}} + \sum_{i=1}^n \frac{d\Pi_{a_1}}{d\varphi_{j_1}} \cdot \frac{d\varphi_{j_1}}{dP_{m_1}} \quad (11)$$

и величину потерь активной мощности этой же подсистемы. Аналитические выражения частных производных, входящих в (10) и (11) также приводятся в [7].

5. Используя полученные результаты по первой подсистеме, строим систему нелинейных алгебраических уравнений установившихся режимов второй подсистемы и последовательно определяем те величины, которые были определены для первой подсистемы.

6. Аналогичным образом необходимо поступать относительно остальных подсистем и, в частности, строя систему нелинейных алгебраических уравнений установившихся режимов N -ой подсистемы (4) и применяя метод Ньютона-Рафсона, определяем неизвестные режимные параметры этой же подсистемы:

$$\begin{bmatrix} Q_{nN} \\ U_{iN} \\ \varphi_{jN} \end{bmatrix}^{j+1} = \begin{bmatrix} Q_{nN} \\ U_{iN} \\ \varphi_{jN} \end{bmatrix}^j - \begin{bmatrix} \frac{\partial \Phi_{pmN}}{\partial Q_{nN}} & \frac{\partial \Phi_{pmN}}{\partial U_{iN}} & \frac{\partial \Phi_{pmN}}{\partial \varphi_{jN}} \\ \frac{\partial \Phi_{pgN}}{\partial Q_{nN}} & \frac{\partial \Phi_{pgN}}{\partial U_{iN}} & \frac{\partial \Phi_{pgN}}{\partial \varphi_{jN}} \\ \frac{\partial \Phi_{qiN}}{\partial Q_{nN}} & \frac{\partial \Phi_{qiN}}{\partial U_{iN}} & \frac{\partial \Phi_{qiN}}{\partial \varphi_{jN}} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \Phi_{pmN} \\ \Phi_{pgN} \\ \Phi_{qiN} \end{bmatrix} \quad (12)$$

7. Затем на основании полученной матрицы Якоби, вычисляем частные производные типа $\frac{\partial Q_{nN}}{\partial P_{mN}}$, $\frac{\partial U_{iN}}{\partial P_{mN}}$ и $\frac{\partial \varphi_{jN}}{\partial P_{mN}}$:

$$\begin{bmatrix} \frac{\partial Q_{nN}}{\partial P_{mN}} \\ \frac{\partial U_{iN}}{\partial P_{mN}} \\ \frac{\partial \varphi_{jN}}{\partial P_{mN}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{\partial \Phi_{pmN}}{\partial Q_{nN}} & \frac{\partial \Phi_{pmN}}{\partial U_{iN}} & \frac{\partial \Phi_{pmN}}{\partial \varphi_{jN}} \\ \frac{\partial \Phi_{pgN}}{\partial Q_{nN}} & \frac{\partial \Phi_{pgN}}{\partial U_{iN}} & \frac{\partial \Phi_{pgN}}{\partial \varphi_{jN}} \\ \frac{\partial \Phi_{qiN}}{\partial Q_{nN}} & \frac{\partial \Phi_{qiN}}{\partial U_{iN}} & \frac{\partial \Phi_{qiN}}{\partial \varphi_{jN}} \end{bmatrix}^{-1} \begin{bmatrix} \frac{\partial \Phi_{pmN}}{\partial P_{mN}} \\ \frac{\partial \Phi_{pgN}}{\partial P_{mN}} \\ \frac{\partial \Phi_{qiN}}{\partial P_{mN}} \end{bmatrix} \quad (13)$$

8. Устанавливаем численные значения частных производных от потерь активной мощности по активным мощностям стационарных узлов для N -ой подсистемы:

$$\frac{\partial \Pi_{pg}}{\partial P_{mN}} = \left(\frac{\partial \Pi_{pgN}}{\partial P_{mN}} \right) + \sum_{i=1}^n \frac{\partial \Pi_{pgN}}{\partial Q_{a_iN}} \cdot \frac{dQ_{a_iN}}{dP_{mN}} + \sum_{i=1}^n \frac{\partial \Pi_{pgN}}{\partial U_{iN}} \cdot \frac{dU_{iN}}{dP_{mN}} + \sum_{i=1}^n \frac{\partial \Pi_{pgN}}{\partial \varphi_{jN}} \cdot \frac{d\varphi_{jN}}{dP_{mN}} \quad (14)$$

и величину потерь активной мощности той же подсистемы.

9. Определяя потери активной мощности большой энергосистемы как сумму соответствующих потерь отдельных подсистем, на основании выражения (2) устанавливаем величину активной мощности балансирующего узла.

10. Устанавливаем численное значение множителя Лагранжа λ , исходя из уравнения (6).

11. Исходя из условия оптимальности (7), определяем новые значения управляемых переменных, т. е. активные мощности стационарных узлов отдельных подсистем.

12. Проверяем условие Валентайна, т. е. пределы существования управляемых переменных отдельных подсистем (3) и начинаем новую итерацию, включающую вышеприведенные пункты. Итерационный процесс считается законченным, когда небалансы активных и реактивных мощностей в узлах отдельных подсистем принимают допустимые значения.

Пример расчета. В качестве примера рассмотрим схему одной энергосистемы, приведенную в [5]. В данной схеме узлы 0; 5; 9 являются стационарными, а 1; 2; 3; 4; 6; 7; 8 — нагрузочными. После удаления трех связывающих ЛЭП схема предварительно представляется в виде совокупности трех радиально связанных подсистем.

В первую подсистему входит стационарный узел с индексом 0, во вторую — 5 и в третью — 9. Для стационарных узлов задаются следующие расходные характеристики:

$$F_0(P_0) = 0,00003P_0^2 + 0,3147P_0 - 7,94;$$

$$F_5(P_5) = 0,00032P_5^2 + 0,2051P_5 + 5,46;$$

$$F_9(P_9) = 0,00068P_9^2 + 0,0738P_9 - 4,73.$$

Условия ограничения по активным мощностям стационарных узлов следующие: $0 < P_0 < 300$; $0 < P_5 < 200$; $0 < P_9 < 200$. Установившийся режим, который необходимо оптимизировать, характеризуется следующими предварительными значениями активных узловых мощностей стационарных узлов: $P_0 = 283,11$ Мвт; $P_5 = 160,01$ Мвт; $P_9 = 140,00$ Мвт, и суммарной нагрузкой $P_{\Sigma} = 564,00$ Мвт. Для заданного режима $F = 174,35$, а потери активной мощности в сетях составляют $\Pi_a = 19,10$ Мвт. После оптимизации режима активные мощности стационарных узлов принимают следующие численные значения: $P_0 = 165,40$ Мвт, $P_5 = 200,00$ Мвт, $P_9 = 200,00$ Мвт. При этом оптимизационный режим характеризуется следующими показателями: $F = 171,27$, $\Pi_a = 15,01$ Мвт. Сравнивая полученные значения по двум режимным данным, нетрудно заметить, что оптимизация режима приводит как к минимизации расхода топлива, так и к минимизации активной мощности в сетях рассматриваемой энергосистемы.

На основании разработанного вычислительного алгоритма составлена программа на АЦВМ „УРАЛ—14Д“ и в настоящее время

ведется ее апробация для ряда конкретных энергосистем, состоящих из 45-200 узловых точек.

Вывод. Для решения режимных проблем в области больших энергосистем необходимо пользоваться идеей их предварительного представления в виде совокупности радиально связанных подсистем.

ARMENIA

Поступила 8.X.1974.

Վ. Ս. ԿԱԶԱՏՅԱՆ

**ՄԵՍ ԷԼԵԿՏՐԱԷՆԵՐԳԵՏԻԿ ՍԻՍՏԵՄՆԵՐԻ ԿԱՅՈՒՆԱՅԱՆ ՌԵԺԻՄՆԵՐԻ
ԹՊՏԻՄԱՆԱՑՄԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՇՈՒՐՋԸ**

Ա մ փ ո փ ո ս մ

Հողվածում առաջարկվում է մեծ էլեկտրաէներգետիկ սիստեմների սպառմայ ուժիմների որոշման մեթոդ, ըստ որի մեծ սիստեմը նախօրոք ներկայացվում է որպես շառավղորեն կապված ենթասիստեմների ամբողջություն: Մեթոդը հնարավորություն է բնձնանում:

ա) խիստ կրճատել հաշվիչ մեքենայի հիշողության ծավալը, որն ապահովում է ավելի մեծ ծավալի խնդիրների լուծումը:

բ) խիստ կրճատել հաշվարկման աշխատանքների ծավալը, որն ապահովում է գրված խնդրի լուծումը պահանջվող ժամանակամիջոցում:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Применение вычислительных машин в энергетике. Под ред. Великова В. А. М. «Энергия», 1968.
2. Хачатрян В. С. К методам расчета собственных и взаимных сопротивлений сложных схем. «Электричество», № 10, 1964.
3. Хачатрян В. С. Метод расчета оптимального режима энергосистем с тепловыми станциями при учете режимных ограничений. «Электричество», № 2, 1971.
4. Хачатрян В. С. Метод расчета оптимального режима энергосистем с тепловыми станциями. «Известия ВУЗ-ов СССР, Энергетика», № 3, 1971.
5. Хачатрян В. С. Метод и алгоритмы расчета установившихся режимов больших электроэнергетических систем. «Известия АН СССР Энергетика и транспорт», № 4, 1973.
6. Хачатрян В. С. Определение установившихся режимов больших электроэнергетических систем с применением метода Ньютона-Рафсона. «Известия АН СССР Энергетика и транспорт», № 4, 1974.
7. Хачатрян В. С. Метод расчета частных производных от потерь активной и реактивной мощности по активным мощностям отдельных станционных узлов. «Известия ВУЗ-ов, Энергетика», № 5, 1971.

УДК 621.313.3 : 531.314.2

Аналитическое выражение электромагнитного момента индукторного однофазного генератора с пульсирующим потоком. Арещин Г. Л. «Известия АН Арм. ССР (серия Т. II.)», т. XXVIII, № 3, 1975, 8—13.

На основе обобщенного уравнения Лагранжа получено выражение электромагнитного момента в матричном виде. Момент выражен через матрицу м.д.с. и производную от матрицы магнитных проводимостей по углу поворота ротора. Это выражение разложено в ряд Фурье и определены постоянная составляющая, а также амплитуды синусных и косинусных гармоник через исходные матрицы м.д.с. и матрицу магнитных проводимостей.

Библ. 4 назв.

УДК 621.3.15 : 621.355 + 621.087.9

Исследования энергетической эффективности несинфазного управления импульсными преобразователями при питании от аккумуляторной батареи. Варпетян В. С. «Известия АН АрмССР (серия Т. II.)», т. XXVIII, № 2, 1975, 14—20.

Приводится анализ потерь мощности в аккумуляторной батарее при наличии импульснорегулируемых нагрузок. Показано, что в этом случае целесообразнее оперировать величиной разрядной мощности аккумуляторной батареи и при наличии двух и более нагрузок применить схему, в которой отдельные нагрузки питаются через индивидуальные преобразователи, работающие с временным сдвигом. Доказывается, что при таком управлении не только увеличивается разрядная мощность батареи, но и уменьшается среднее значение разрядного тока, что, в свою очередь, также приводит к увеличению отдачи батареи по емкости и энергии. Полученные аналитические зависимости сопоставлены с результатами экспериментальных исследований, проведенных в двухдвигательной установке электропривода автомобиля, и получена удовлетворительная сходимость. Показана целесообразность применения несинфазного импульсного управления при наличии многодвигательного электропривода.

Илл. 4. Табл. 1. Библ. 2 назв.

УДК 621.3.015.532

О структуре электрического поля коронного разряда в двухфазной изрошперсной среде. Торунян А. А., Цатурян А. П. «Известия АН АрмССР (серия Т. II.)», т. XXVIII, № 2, 1975, 21—28.

Приводится теоретический анализ структуры электрического поля коронного разряда в двухфазной среде. Доказывается, что в промежутке существуют особые точки, в которых коэффициент перераспределения поля равен коэффициенту изменения суммарного объемного заряда. При этом в этих точках коэффициент перераспределения поля имеет нулевой градиент. Численным анализом, проведенным для коаксиальной системы цилиндров, выявлен характер изменения этих коэффициентов и их взаимосвязь.

Илл. 1. Табл. 1. Библ. 9 назв.

УДК 621.837.7 + 62—229.22

Синтез кривошипно-ползуновых механизмов с ограничением экстремальных скоростей и ускорений заданы. Акопян Э. А. «Известия АН АрмССР (серия Т. Н. I)», т. XXVIII, № 3, 1975, 29—37.

Рассматривается решение задачи синтеза кривошипно-ползунового механизма с одновременным ограничением скоростей и ускорений ползуна и шатуна. Разработан метод решения задачи при максимальном числе заданных условий синтеза. Применение разработанного метода иллюстрируется решением числового примера.

Илл. 3. Библ. 9 назв.

УДК 621.837.1 + 62—232.1 517

К синтезу направляющих симметричных механизмов методом канонического приближения. Джагацян Д. А. «Известия АН АрмССР (серия Т. Н. I)», т. XXVIII, № 3, 1975, 38—44.

Получено уравнение симметричной шатуновой кривой механизма Чебышева в параметрической форме, где за переменный параметр принят угол поворота кривошипа. Далее решается задача синтеза указанного механизма методом квадратического приближения функций; получены уравнения для определения искоемых параметров механизма. В качестве примера спроектирован симметричный четырехзвенный прямолинейно-направляющий механизм при углах поворота кривошипа 0 и 90°.

Илл. 4. Библ. 3 назв.

УДК 556.556 2(479.25)

Течения озера Севан. Торгомян Г. М. «Известия АН АрмССР (серия Т. Н. I)», т. XXVIII, № 3, 1975, 45—50.

Описаны результаты диагностических расчетов течений в озере Севан. Для определения уровня поверхности численно решается линейное дифференциальное уравнение эллиптического типа. В расчетах используется построенное по наблюдениям среднее поле плотности воды для августа. Береговое очертание и рельеф дна берутся реальные с подробной батиметрической карты. Согласно расчетам, летом в Севане преобладает довольно интенсивная инклинационная циркуляция со скоростями 10—15 см/сек, которая, в основном, обусловлена горизонтальной неоднородностью воды.

Илл. 3. Библ. 7 назв.

УДК 620.1 . 539.3

Предельные напряженные состояния при развитии пластических деформаций. Синто Н. К. «Известия АН АрмССР (серия Т. Н. I)», т. XXVIII, № 3, 1975, 51—56.

Даны основные выражения связи между напряжениями и деформациями в упруго-пластической области для пластических сталей. Составлены деформационные условия для предельных значений главных напряжений в предположении развития пластических деформаций в объемном и плоском напряженных состояниях. Сделано сравнение с решениями Мизеса и Сен-Венана.

Илл. 4. Библ. 2 назв.

Применение вариационных методов теории ползучести при расчете железобетонных элементов. Задоян М. А. «Известия АН АрмССР (серия Т. II)», т. XXVIII, № 3, 1975, 57—66.

В статье развивается вариационный метод расчета железобетонных элементов с учетом нелинейной ползучести бетона сжатой зоны. В растягивающей зоне принимается, что бетон не работает, а работает только арматура.

На основании равенства сумм работ для вариаций моментов и внешних сил (рассматриваются только прямо балки) получено выражение для обобщенного перемещения, которое является обобщением теоремы Кастлянина на случай учета свойства ползучести. Приведены некоторые приложения полученного выражения при решении статически неопределимых задач.

Илл. 5. Библи. 8 назв.

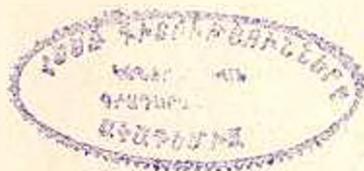
А теории оптимизации установившихся режимов больших электротехнических систем. Хачадрян В. С. «Известия АН АрмССР (серия Т. II)», т. XXVIII, № 3, 1975, 67—72.

Предполагается метод оптимизации режимов больших энергосистем, основанный на идее предварительного представления их как совокупности взаимно связанных подсистем. Метод позволяет:

а) резко снизить объем занимаемой памяти АЦВМ, что приводит к увеличению возможности решения проблемы;

б) резко снизить объем вычислительных работ, что приводит к своевременному решению проблемы.

Библи. 7 назв.



Ր Ո Վ Ա Ն Կ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

ԷԼԵԿՏՐՈՏԵԽՆԻԿԱ

Ո. Ղ. Կոսիֆյան (ծննդյան ճԾ-ամյակի առթիվ)	3
Կ. Լ. Արևշյան. Բարախոյ Տոստով միաֆույ ինդուկտորային զննորատորի Լիկտրամագ- նիսական մոմենտի անալիտիկ արտահայտությունը	8

ՄԵՔԵՆԱՇՐՈՒԹՅՈՒՆ

Վ. Ո. Վարդևանյան. Իմպուլսային կարողությունների ոչ սինֆազ կառավարման Լենդել- տիկ էֆեկտիվության հետազոտությունը ակումուլյատորային մարտկոցից սնման դեպքում	14
Ա. Ա. Թոռունյան, Ա. Ի. Մատուսյան. Երկֆազ ակտիվացված միջազայրում պոսկան պարպման էլեկտրական զայտի կառուցվածքի մասին	21
Ե. Շ. Հակոբյան. Շոտովիկա-սոլենոիդային մեխանիզմների սինթեզը օդակենյի էքստրե- մալ արագությունների և արագացումների սահմանափակման դեպքում	29
Ի. Ա. Ջալալյանյան. Ախտորիկ ուղղորդող մեխանիզմների սինթեզը քառակուսային մոտեցման մեթոդով	38

ՀԻՔԻԱՎԼԻԿԱ

Գ. Ս. Թորոմյան. Սեանս յնի հոսանքները	45
--------------------------------------	----

ՇԻՆԱՐԱՐԱԿԱՆ ՈՐՆՈՒՆԻԿԱ

Ե. Կ. Անիտկանիտի. Սահմանային շարվածային վիճակների պլաստիկական դեֆորմա- ցիաների զարգացման մասանակ	51
Մ. Ա. Ջալոյան. Մուցի աեսությունների վարիացիոն մեթոդների կիրառումը Լրկալրեստան էլեմենտների հարվարկի ժամանակ	57

ԷՆԵՐԳԵՏԻԿԱ

Վ. Ո. Խաչատրյան. Մեծ Լիկտրաէներգետիկ սխեմաների կայունացում սեմիների սպ- տիմուլացման տեսության շուրջը	67
---------------------------------------------------------------------------------------------------------	----

СОДЕРЖАНИЕ

Электротехника

Анзроник Гевондович Носифьян (к 70-летию со дня рождения)	3
Г. Л. Арешян. Аналитическое выражение электромагнитного момента индукторного однофазного генератора с пульсирующим потоком	8
В. С. Варпетян. Исследование энергетической эффективности несинфазного управления импульсными преобразователями при питании от аккумуляторной батареи	14
А. А. Торунян, А. И. Цатурян. О структуре электрического поля коронаного разряда в двухфазной аэродиелектрической среде	21

Машиностроение

Э. А. Акопян. Синтез кривошипно-ползунных механизмов с ограничением экстремальных скоростей и ускорений звеньев	29
Д. А. Джагацянян. К синтезу направляющих симметричных механизмов методом квадратического приближения	38

Гидравлика

Г. М. Торгомни. Течения озера Севан	45
-------------------------------------	----

Строительная механика

Н. К. Снитко. Превышенно-напряженные состояния при развитии пластических деформаций	51
М. А. Задоян. Применение вариационных методов теории пластичности при расчете железобетонных элементов	57

Энергетика

В. С. Хачатрян. К теории нестационарных установившихся режимов больших электроэнергетических систем	67
-----------------------------------------------------------------------------------------------------	----