# ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ

# ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

## ՏԵԽՆԻԿԱԿԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՍԵՐԻԱ
## СЕРИЯ ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК

ԵՐԵՎԱՆ ЕРЕВАН

Журнал издается с 1947 г.
Выходит 6 раз в год на русском языке

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Տեխնիկական գիտութ. սերիա XXXVI, № 1, 1983 Серия технических наук

МАШИНОСТРОЕНИЕ

С. А. БАБАЯН

# ОСНОВЫ ТЕОРИИ ПРОЦЕССА СТРУЙНО-АБРАЗИВНОЙ ОБРАБОТКИ

В последнее время процесс обработки свободным абразивом находит все более широкое применение в машиностроении. Одной из разновидностей этого процесса является способ струйно-абразивной обработки (САО), при котором частицы абразива в сопловых аппаратах (мониторах) разгоняются сжатым воздухом до сравнительно высоких скоростей и направляются на обрабатываемую поверхность. При ударе частицы абразива о поверхность образуется лунка, а в результате многократных повторений удара происходит съем металла, снижение шероховатости и упрочнение поверхностного слоя.

По сравнению с такими процессами, как полирование, дробеструйная и пескоструйная обработки, САО обладает рядом преимуществ, что и обусловило расширение области применения этого способа.

Исследованию процесса САО посвящен ряд работ, среди которых следует выделить [1].

Однако вопросы теории процесса и, в частности, механизм образования лунки при САО, изучены недостаточно. В трудах М. М. Саверина, С. Г. Хейфеца, Н. В. Кудрявцева и М. С. Дрозда исследован процесс поверхностного упрочнения пластическим деформированием, в частности и дробеструйный способ, для которого определены диаметр отпечатка и степень упрочнения в зависимости от режимов обработки. Эти исследования проведены на основе изучения процесса статического вдавливания индентора в упруго-пластическую среду.

Особенностью способа САО являются сравнительно высокие скорости удара частиц о поверхность, которые могут достигать значений 180 ... 200 *м/с*. При этом следует учитывать инерционные нагрузки, обусловленные перемещением масс при деформациях [2].

В настоящей статье сделана попытка приближенно оценить глубину лунки при САО с позиций теории пластического деформирования металлов.

Задача решается при следующих допущениях:

а) рассматривается процесс внедрения абсолютно твердого гладкого шарового индентора в идеально-пластическое изотропное полупространство при прямом ударе;

б) обрабатываемая поверхность гладкая и сухая.

С учетом принятых допущений дифференциальное уравнение движения шара при внедрении в пластическую среду можно записать в виде:

$$m\frac{d^2h}{dt^2} = -\sum_{i=1}^{n} Q_i, \tag{1}$$

где $m$ — масса шара; $h$ — глубина внедрения (рис.); $Q_i$ — проекция действующих сил на направление перемещения:

$$\sum_{i=1}^{4} Q_i = Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4, \tag{2}$$

где $Q_1$, $Q_2$ — силы сопротивления внедрению шара при пластическом деформировании и при наличии трения на поверхности контакта; $Q_3$ — составляющая, обусловленная инерционными нагрузками при перемещении масс деформируемой среды; $Q_4$ — нагрузка на поверхности контакта, возникающая при распространении упругих волн в полупространство.

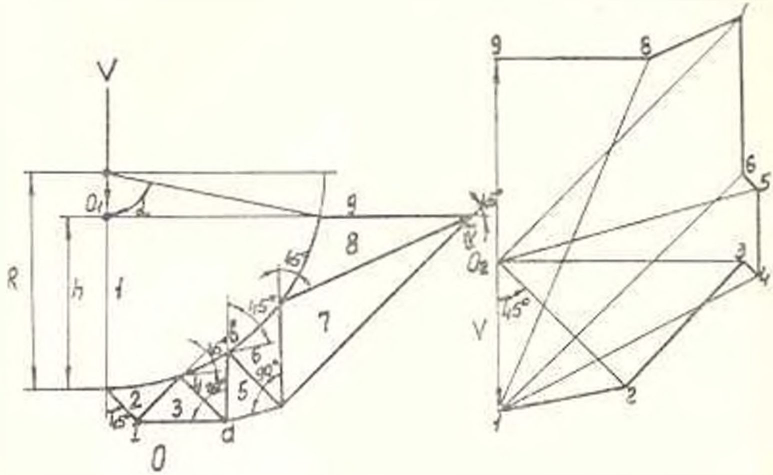


Рис. Поле линий скольжения и годограф скоростей при внедрении шарового индентора.

Для определения первых трех составляющих в уравнении (2) используем метод [3].

На рисунке в левой части показано кинематически возможное поле линий скольжения, где сплошная деформируемая среда разделена на отдельные блоки перемещающихся масс. В правой части рисунка представлен годограф скоростей перемещения этих блоков масс [3].

При этом вместо действительных величин деформаций и скоростей перемещения рассматриваются кинематически возможные значения этих параметров, отвечающие граничным условиям и несжимаемости. Приближенное решение по сравнению с точным дает завышенное значение усилий, поэтому его называют верхней оценкой в отличие от нижней, получаемой из точного решения [3].

В нашем случае будем искать среднее значение этих двух величин по формуле

$$Q_1 = \frac{q_1 + q_2}{2} \pi R^2 \sin^2 \alpha, \tag{3}$$

где $q_1$ и $q_2$ — соответственно точное и приближенное значения величины удельного усилия при пластическом деформировании, отнесенного к площади сечения шара в плоскости, проходящей через начало координат (точка 0, рис.).

Точное решение дает [3]:

$$q_1 = 2k\left(1 + \frac{\pi}{2} - \alpha + \frac{2\alpha - \sin 2\alpha}{4\sin^2 \alpha}\right), \tag{4}$$

где $k$ — пластическая постоянная, а $\alpha = \arccos\left(1 - \frac{h}{R}\right)$ (рис.).

Для приближенного решения [3]:

$$q_2 = \frac{k \sum\limits_{j=1}^{n} l_j V_j}{RV \sin \alpha}, \tag{5}$$

где $l_j$ — длина отдельных границ блоков; $V_j$ — разрывы скоростей течения вдоль границ блоков; $V = \frac{dh}{dt}$ — скорость шара.

В формуле (5) индексу $j$ последовательно придаются значения, 02, 23, 03, 34, 45, 05, 56, 67, 07, 78.

Так, например, произведение $l_{45} \cdot V_{45}$ относится к блокам 4 и 5 (рис.), граница которых имеет длину $l_{45}$ (отрезок $ab$), а величина разрыва скоростей $V_{45}$ в масштабе равна длине отрезка 4—5 на годографе скоростей. Индексом 0 обозначена область пластической среды.

Удельную силу сопротивления внедрению шара, обусловленную наличием трения на поверхности контакта, находим по формуле [3]:

$$q_3 = \frac{2k\mu \sum\limits_{r=1}^{n} l_r V_r}{RV \sin \alpha}, \tag{6}$$

где $\mu$ — коэффициент пластического трения; $l_r$ — длина участков контура пуансона; $V_r$ — скорость скольжения вдоль участков контура пуансона, определяемая из годографа скоростей.

Индексу $r$ в формуле (6) последовательно придаются значения: 12, 14, 16, 18.

Динамические напряжения на линиях разрыва скоростей, возникающие вследствие перемещения масс, определим из формулы [3]:

$$q_t = eV_t(V_n)_t, \tag{7}$$

где $\varrho$ — плотность деформируемого материала; $V_{ji}$ $(V_n)_i$ — скорость частицы на линии разрыва при переходе из одной области в другую и нормальная составляющая этой скорости.

Преобразовав формулу (7) для шарового индентера, получим:

$$q_4 = \frac{\varrho}{2R} \frac{\sum_{i=1}^{n} V_i^2 (V_n)_i l_i}{V \sin\alpha}. \tag{8}$$

В этой формуле индексу $i$ придаются значения 23, 34, 45, 56, 67, 78.

Используя данные [4], величину удельной нагрузки, возникающей при распространении упругих волн, можно найти из выражения:

$$q_5 = \psi \varrho c V, \tag{9}$$

где $\psi$ — коэффициент, зависящий от форм индентера и недеформированной поверхности; $c$ — скорость распространения звука в данной среде.

С учетом зависимостей (2) ... (9), дифференциальное уравнение (1) движения шара при внедрении в пластическую среду запишем в развернутом виде:

$$\frac{d^2h}{dt^2} = -\frac{\pi R^2}{m}\left[ k\left(1 + \frac{\pi}{2} - \alpha + \frac{2\alpha - \sin 2\alpha}{4\sin^2\alpha}\right) + \frac{k}{2R}\frac{\sum_{i=1}^{n} l_i V_i}{\sin\alpha} + \right.$$

$$\left. + \frac{2k\mu}{R}\frac{\sum_{i=1}^{n} l_i V_i}{\sin\alpha} + \frac{\varrho}{2R}\frac{\sum_{i=1}^{n} l_i V_i^2 (V_n)_i}{\sin\alpha}\left(\frac{dh}{dt}\right)^2 + \psi\varrho c\frac{dh}{dt}\right]\sin^2\alpha. \tag{10}$$

Для решения уравнения (10) все входящие в него переменные величины представляли в виде функций одной переменной — глубины лунки.

Значения скоростей $V_j$, $V_i$, $V_i$ определены аналитически из годографа скоростей и отнесены к скорости шара $V = \frac{dh}{dt}$.

Уравнение (10) подстановкой $\frac{dh}{dt} = z$ приведено к системе:

$$\begin{cases} \dfrac{dh}{dt} = z; \\[2ex] \dfrac{dz}{dt} = -\dfrac{\pi R^2}{m} f\left(\dfrac{dh}{dt}, h\right), \end{cases} \tag{11}$$

которая решена методом Рунге-Кутта на ЭВМ «Минск-32» при следующих начальных условиях:

$$t = 0, \quad h = 0, \quad z_0 = V_0, \tag{12}$$

где $V_0$ — начальное значение скорости абразивной частицы в момент начала удара, метод определения которого приведен в [5].

Результаты расчетов по (11) при начальных условиях (12) в случае внедрения этой частицы в стальную поверхность ($\Psi = 1$) с пластической постоянной $20{,}8 \cdot 10^7$ *Па* при коэффициенте пластического трения 0,3 [3] дают глубину лунки порядка $2 \cdot 10^{-1}$ *м*.

В последующем проводили экспериментальную проверку полученных расчетным путем величин глубины лунок.

Несмотря на сравнительную большую ошибку измерений, полученные результаты расчета и эксперимента по определению глубины лунки позволяют рассматривать уравнение (11) как математическую модель процесса САО и применять его для изучения основных параметров резания и характеристик качества поверхностного слоя обработанной детали.

Действительно, при известной глубине лунки без особых затруднений можно определить форму и размеры стружки, степень упрочнения (рис.), а также рассчитать контактную нагрузку на поверхности зерна, вызывающую его износ и разрушение.

При заданном законе распределения размеров абразивных зерен можно на основе методов математической статистики и геометрической вероятности определить параметры, характеризующие шероховатость обработанной поверхности.

## Выводы

1. На основе методов теории пластического деформирования материалов построена математическая модель процесса струйно-абразивной обработки. Процесс описывается нелинейным дифференциальным уравнением второго порядка, учитывающим инерционные нагрузки вследствие перемещения деформируемого материала при сравнительно высоких начальных скоростях удара абразивного зерна о поверхность.

2. При заданных режимах обработки и физико-механических свойствах обрабатываемой поверхности из уравнения процесса можно рассчитать глубину отпечатка абразивного зерна, а также параметры, характеризующие шероховатость поверхности и степень упрочнения.

НПО «Армстанок» 18 VII 1981

Հ. Ս. ԲԱԲԱՅԱՆ

## ՇԻԹԱՀՂԿԱՆՅՈՒԹԱՅԻՆ ՄՇԱԿՄԱՆ ՊՐՈՑԵՍԻ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՀԻՄՈՒՆՔՆԵՐԸ

### Ամփոփում

*Պլաստիկ դեֆորմացման տեսության մեթոդների հիման վրա դուրս է բերված գնդաձև ինդենտորի՝ հղկանյութային մասնիկի, ներխրման պրոցեսը նկարագրող դիֆերենցիալ հավասարումը։*

*Ստացված հավասարումը դիտարկվում է որպես շիթահղկանյութային մշակման պրոցեսի մաթեմատիկական մոդել, որը հնարավորություն է տալիս տրված ռեժիմային գործոնների միջոցով հաշվարկել պրոցեսի հիմնական նրա պարամետրերը։*

## ЛИТЕРАТУРА


1. *Билик Ш. М.* Абразивно-жидкостная обработка металлов.— М.: Машгиз, 1960.— 199 с.
2. *Витман Ф. Ф., Степанов В. А.* Влияние скорости деформирования на сопротивление деформированию металлов при скоростях удара $10^2$—$10^3$ *м/с*.— В сб.: Некоторые проблемы прочности твердого тела. М.—Л., АН СССР, 1959, с. 207—221.
3. *Томленов А. Д.* Теория пластического деформирования металлов.— М.: Металлургия, 1972.— 408 с.
4. *Гольдсмит В.* Удар и контактные явления при средних скоростях.— В сб.: Физика быстропротекающих процессов, М., Мир, 1971, т. 2, с. 153—203.
5. *Бабаян С. А., Аракелян А. А., Дохикян Р. Т.* Оценка энергии обрабатывающих частиц в потоке абразивно-жидкостной суспензии.— Вестник машиностроения, 1981, № 5, с. 57—59.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
Տեխնիկական գիտութ. սերիա XXXVI, № 1, 1983 Серия технических наук

СТРОИТЕЛЬНАЯ МЕХАНИКА

А. Г. МЕЛИК-ЕЛЧЯН

# НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ПОДОБИЯ ПРИ ДИНАМИЧЕСКИХ НАГРУЗКАХ

Теоретическое исследование распространения волн напряжений в твердых телах наталкивается на большие трудности математического характера. Решения, получаемые математически, имеют трудно применимый на практике вид и не позволяют с необходимой точностью количественно и качественно описывать различные волны, возникающие в сложных средах. Для выяснения законов распространения волн напряжений используют экспериментальные методы, в частности, метод фотоупругости, позволяющий на моделях маленьких размеров из тонких пластин визуально наблюдать волновые поля и описывать различные волны, возникающие на границах раздела сред.

На основании теории подобия и размерности можно получить условия, необходимые для моделирования процессов, происходящих в натурных конструкциях. Определение условий подобия из общих физических законов, которым подчиняется исследуемое явление, позволяет при моделировании частных задач обходиться без составления уравнений, описывающих частное явление и строить модели по правилам теории подобия.

В методе динамической фотоупругости при моделировании натурной среды и построении модели прежде всего выбирают материал модели.

Анализируя критерии подобия, получаем равенство отношений скоростей продольных волн к скоростям поперечных волн в натуре и модели [1]:

$$\left(\frac{c_p}{c_s}\right)_{н} = \left(\frac{c_p}{c_s}\right)_{м}. \tag{1}$$

Этот критерий подобия указывает на необходимость соблюдения равенства коэффициентов Пуассона $\nu$ для натурной и модельной сред:

$$\nu_{н} = \nu_{м}. \tag{2}$$

Зависимость (2) справедлива в случае, если натурная и модельная среды находятся в одинаковых условиях напряженного состояния. Однако при исследованиях методом динамической фотоупругости трехмерная среда в условиях плоской деформации обычно моделируется на плоских моделях, находящихся в условиях плоского напряженного состояния.

Тогда выполнение равенства (1) приведет к условию

$$\nu_н = \frac{\nu_м}{1 + \nu_м} . \tag{3}$$

При этом модули упругости материалов натуры и модели должны быть связаны соотношением

$$E_н = \frac{E_м (1 - \nu_м^2)\, c_{рн}^2 \cdot \rho_н}{c_{рм}^2 \cdot \rho_м} . \tag{4}$$

а с другой стороны для модуля упругости $E$ согласно [2] имеем:

$$E_м = \frac{\beta}{\gamma} E_н . \tag{5}$$

В том случае, когда невозможно подобрать материал модели с коэффициентом Пуассона, точно соответствующим условиям (2) и (3) при переходе от модельных данных к напряжениям в натуре вне зоны интерференции волн, следует вводить соответствующие корректирующие множители [1], которые зависят от соотношения коэффициентов Пуассона натуры и модели.

Если разрушающее напряжение для материала оригинала — $R_н$, то для материала модели должно иметь место:

$$R_м = \beta R_н . \tag{6}$$

Когда источник возмущения и импульс, распространяющийся в среде, полностью замоделированы, переход от напряжений в модели к напряжениям в натуре осуществляется согласно зависимости [1]:

$$\sigma_н = \frac{\rho_н \cdot c_{рн}^2}{\rho_м \cdot c_{рм}^2} \cdot \sigma_м . \tag{7}$$

Так как $R_н$ и $R_м$ являются конечными точками напряжений $\sigma_н$ и $\sigma_м$, связанных соотношением $\sigma_м = \beta \cdot \sigma_н$, то согласно (7) имеем:

$$\beta = \frac{\rho_м \cdot c_{рм}^2}{\rho_н \cdot c_{рн}^2} . \tag{8}$$

Согласно (4) и (5) получим:

$$\frac{\beta}{\gamma} = \frac{c_{рм}^2 \cdot \rho_м}{c_{рн}^2 \cdot \rho_н (1 - \nu_м^2)} , \tag{9}$$

откуда, с учетом (8):

$$\gamma = 1 - \nu_м^2 . \tag{10}$$

Из основной теоремы подобия имеем для смещений следующее соотношение:

$$u_м = \alpha \cdot \varphi \cdot u_н, \tag{11}$$

отсюда, подставляя (10), получим:

$$u_н = \frac{u_м}{\alpha (1 - \nu_м^2)}. \tag{12}$$

При разделении напряжений $\sigma_1 - \sigma_2$ в слоистых моделях на основании картин полос в режиме «лупы времени» было установлено [3], что форма продольной волны за экраном меняется незначительно по сравнению с однородной средой, а соотношения $\sigma_r$ и $\sigma_\theta$ за экраном принимаются такими же, как в однородной пластинке на тех же расстояниях, т. е.

$$\left(\frac{\sigma_\theta}{\sigma_r}\right)_о = \left(\frac{\sigma_\theta}{\sigma_r}\right)_п. \tag{13}$$

В [3] приведены динамические характеристики для однородной среды и слоистых сред в тонких пластинках, при исследованиях методом динамической фотоупругости.

Для этих сред, соответственно, имеем:
относительные тангенциальные деформации —

$$\varepsilon_\theta^{ом(пм)} = -\frac{1 + \nu_м}{E_м} \cdot \frac{\sigma_{о.з.}^{(1,0)}}{d} \int_r^\infty \frac{m_{о(з)}}{r}\, dr; \tag{14}$$

относительные радиальные деформации —

$$\varepsilon_r^{ом(пм)} = -\frac{1 + \nu_м}{d} \cdot \frac{\sigma_{о.з.}^{(1,0)}}{d} \left( \int_r^\infty \frac{m_{о(з)}}{r}\, dr + m_{о(з)} \right); \tag{15}$$

радиальные напряжения —

$$\sigma_r^{ом(пм)} = -\frac{\sigma_{о.з.}^{(1,0)}}{d (1 - \nu_м)} \left| (1 + \nu_м) \int_r^\infty \frac{m_{о(з)}}{r}\, dr + m_{о(з)} \right|; \tag{16}$$

тангенциальные напряжения —

$$\sigma_\theta^{ом(пм)} = -\frac{\sigma_{о.з.}^{(1,0)}}{d (1 - \nu_м)} \left| (1 + \nu_м) \int_r^\infty \frac{m_{о(з)}}{d}\, dr + \nu_м \cdot m_{о(з)} \right]; \tag{17}$$

радиальное смещение —

$$u_r^{ом(пм)} = -\frac{1 + \nu_м}{E_м} \cdot \frac{\sigma_{о.з.}^{(1,0)} \cdot r}{d} \int_r^\infty \frac{m_{о(з)}}{r}\, dr. \tag{18}$$

Подставляя (19) в выражение амплитуды волны

$$A_{o(\alpha)} = \frac{4\pi^2 \cdot u_{r}^{\text{он(лм)}}}{T_{o(\alpha)}^2}, \tag{19}$$

получим:

$$A_{o(\alpha)}^{*} = -\frac{4\pi^2 \cdot \varphi_{\text{о. д.}}^{(1.00)}}{T_{o(\alpha)}^2 \cdot E_{м}} \cdot \frac{r \cdot (1 + \nu_{м})}{d} \int\limits_{r} \frac{m_{o(\alpha)}}{r} dr. \tag{20}$$

В формулах (13) ... (20) параметры с индексами «0» относятся однородной среде, а с индексами «л» и «α» — слоистой среде за экраном.

Используем выражение (20) для энергии в падающей волне [4]:

$$E_{\text{пад}} = \frac{(\omega\rho_1)^2 \cdot A_0^2}{2\rho c} \tag{21}$$

и в прошедшей через экран волне:

$$E_{\text{пр}} = \frac{(\omega\rho_1)^2 A_\alpha^2 |1 + v|^2}{2\rho c}, \tag{22}$$

где выражение $v$ определяется через акустические жесткости сред следующим образом:

$$v = \frac{\rho_1 c_1 - \rho c}{\rho_1 c_1 + \rho c}, \tag{23}$$

здесь $\rho_1$, $\rho$ — плотности экрана и среды, $c_1$ и $c$ — скорости волн в слое и среде.

Совместно решая (20) ... (22), получим выражения для энергии падающей и прошедшей через экран волны:

$$E_{\text{пад}} = \frac{(\omega\rho_1)^2}{2\rho c} \left| \frac{4\pi^2 \cdot \varphi_{\text{о. д.}}^{(1.00)}}{T_0^2 \cdot E_m} \cdot \frac{r(1 + \nu_м)}{d} \int\limits_{r} \frac{m_0}{r} dr \right|^2; \tag{24}$$

$$E_{\text{пр}} = \frac{2(\omega c_1 \rho_1^2)^2}{\rho c(\rho_1 c_1 + \rho c)} \left| \frac{4\pi^2 \varphi_{\text{о. д.}}^{(1.00)}}{T_\alpha^2 \cdot E_m} \cdot \frac{r(1 - \nu_м)}{d} \int\limits_{r} \frac{m_\alpha}{r} dr \right|^2. \tag{25}$$

Используя формулы (3) ... (12) и проведя соответствующие преобразования для выражений динамических характеристик (14) ... (18) в модели, получим выражение динамических характеристик для подобной однородной и слоистой натурных сред:
относительные тангенциальные деформации —

$$\varepsilon_{\theta}^{\text{он(нм)}} = -\frac{c_{pн}^2 \rho_{н}}{E_{н}(1 - \nu_{н}) c_{pм}} \int\limits_{r} \frac{\dot{u}_{o(\alpha)}^{м}}{r} dr; \tag{26}$$

относительные радиальные деформации —

$$\varepsilon_r^{\text{он}(лн)} = -\frac{c_{pн}^2 \cdot \rho_н}{E_н(1-\nu_н)\cdot c_{pм}}\left[\int_r \frac{\dot{u}^м_{0(a)}}{r}dr + \dot{u}^м_{0(a)}\right]; \tag{27}$$

радиальные напряжения —

$$\sigma_r^{\text{он}(лк)} = -\frac{\rho_н \cdot c_{pн}^2(1-\nu_н)}{c_{pм}(1-2\nu_н)}\left[\frac{1}{1-\nu_н}\int_r \frac{\dot{u}^м_{0(a)}}{r}dr + \dot{u}^м_{0(a)}\right]; \tag{28}$$

тангенциальные напряжения —

$$\sigma_\theta^{\text{он}(лн)} = -\frac{\rho_н \cdot c_{pн}^2}{c_{pм}(1-2\nu_н)}\left[\int_r \frac{\dot{u}^м_{0(a)}}{r}dr + \nu_н\dot{u}^м_{0(a)}\right]; \tag{29}$$

радиальные смещения —

$$u_r^{\text{он}} = -\frac{h_н \cdot c_{pн}^2 \cdot \rho_н \cdot r}{h_м \cdot E_н\, c_{pм}(1-\nu_н)}\int_r \frac{\dot{u}^м_r}{r}dr; \tag{30}$$

$$u_r^{\text{он}} = -\frac{h_н \cdot r_н}{h_м \cdot E_н}\cdot\frac{c_{pн}^2\cdot\rho_н}{c_{pм}(1+\nu_к)}\int_r \frac{u^м_r}{r}dr. \tag{31}$$

Арморгтехстрой 1. X 1982

Ա. Գ. ՄԵԼԻՔ-ԵԼՉՅԱՆ

## ԴԻՆԱՄԻԿ ԲԵՌՆՎԱԾՈՒԹՅԱՆ ՆՈՒՅՆՈՒԹՅԱՆ ՈՐՈՇ ՀԱՐՑԵՐԸ


Ա մ փ ո փ ո ւ մ

*Լուսաբանված է դինամիկ ֆոտոառաձգականության մեթոդով ստացված լարման դասակարգումը։*

*Ունենալով մոդելի պարամետրերը և փորձնական ճանապարհով ստացված նրա տեղափոխման արագության կինոգրամման, ըստ հոդվածում բերված բանաձևերի կարելի է ստանալ համասեռ և շերտավոր բնական միջավայրերում տարածվող ալիքի դինամիկական բնութագրերը։*


## ЛИТЕРАТУРА


1. Метод фотоупругости. Под общ. ред. Хесина Г. Л. — М.: Стройиздат, т. 2, 1975 — 367 с.
2. *Назаров А. Г., Шагинян С. А.* Руководство по исследованию механических свойств строительных конструкций на моделях. — Ленинакан: Изд. АН АрмССР, ИГИС, 1966. — 58 с.
3. *Мелик-Елчян А. Г., Акопян К. А.* Рекомендации по повышению прочности зданий в сейсмических районах. — Тула: Приокское кн. изд., ч. I, 1977. — 67 с.
4. *Мелик-Елчян А. Г.* Рекомендации по повышению прочности зданий методом экранирования сейсмических волн. — Тула: Приокское кн. изд., ч. II, 1980. — 137 с.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Տեխնիկական գիտութ. սերիա XXXVI, № 1, 1983 Серия технических наук

ЭЛЕКТРОТЕХНИКА

Г. М. НЭМЕНИ, С. М. ОВСЕПЯН

# К РАСЧЕТУ КОЭФФИЦИЕНТОВ УВЕЛИЧЕНИЯ АКТИВНОГО И РЕАКТИВНОГО СОПРОТИВЛЕНИЙ КРУГЛОГО СТЕРЖНЯ ДЕМПФЕРНОЙ ОБМОТКИ РОТОРА

При проектировании крупных электрических машин весьма важным является точное определение действительных значений сопротивления стержней демпферных обмоток, располагаемых в пазах полюсных наконечников ротора.

Обычно полюсные наконечники крупных машин выполняются шихтованными, из толстых (2 ... 3 *мм* и более) стальных пластин, либо массивными, из сплошных поковок и стального литья. В обоих случаях электромагнитные процессы, возникающие в стержнях при протекании по ним рабочих токов в различных режимах нагрузки, аналогичны. В результате этих процессов имеет место изменение активного и реактивного сопротивлений стержней, которое оценивается коэффициентами $k_r$ и $k_x$. Величина этих коэффициентов существенно влияет на характеристики электрической машины: пусковой ток, пусковой момент, нагрев демпферной обмотки и др. Поэтому представляет практический интерес аналитическое определение коэффициентов $k_r$ и $k_x$ для случая круглого медного стержня, расположенного в закрытом пазу.

Будем считать, что напряженность магнитного поля в воздушном зазоре машины распределяется вдоль дуги полюса по синусоидальному закону. Тогда составляющая напряженности магнитного поля по оси $x$ (рис. 1) будет равна:

$$H_x = H_0 \sin \frac{\pi}{\tau} y.$$

Полагая, что на граничной прямой $ab$ поверхности полюса задано значение $E_z = E_{z0}$ и что на дуге $bc$ радиусом $R = r_0 + (2.5 \dots 3)\Delta_c$ поле не искажается из-за наличия стержня, процесс распространения плоской электромагнитной волны в теле полюса можно считать затухающей по экспоненте, где $\Delta_c$ — глубина проникновения этой волны в сталь.

В цилиндрических координатах $r$, $\varphi$, $z$ для плоскопараллельной задачи в области, занимаемой стержнем, справедливо уравнение:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial E_z}{\partial r} + \frac{\partial^2 E_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 E_z}{\partial \varphi^2} = j\omega \mu_0 \gamma_0 E_z, \tag{1}$$

где $\mu_0$, $\gamma_0$ — магнитная проницаемость и электрическая проводимость меди. То же имеет место и для области, заполненной сталью, если в правой части уравнения (1) $\mu_0\gamma_0$ заменить на $\mu\gamma$ — магнитную проницаемость и электрическую проводимость стали.

Решение этого уравнения для области стержня (индекс 1) задается в виде тригонометрического ряда:

$$E_{z_1} = \sum_{n=0}^{\infty} A_n J_n(w) \cos n\varphi, \tag{2}$$

где $J_n(w)$ — функция Бессела первого рода, а $w = \sqrt{-j\omega\mu_0\gamma_0}\, r$.

Для области стали (индекс 2), соответственно

$$E_{z2} = \sum_{n=0}^{\infty} \{B_n J_n(w_1) + C_n H_n(w_1)\} \cos n\varphi, \tag{3}$$

где $w_1 = \sqrt{-j\omega\mu\gamma}\, r$; $H_n$ — вторая цилиндрическая функция третьего рода (функция Ганкеля).

Исходя из условия непрерывности поля, на границе раздела двух сред (стержень—сталь), тангенциальные составляющие электрической и магнитной напряженности поля должны быть равны:

$$E_{z1\,гр} = E_{z2\,гр}; \quad \left.\frac{\partial E_{z1}}{\mu_0 \partial r}\right|_{гр} = \left.\frac{\partial E_{z2}}{\mu \partial r}\right|_{гр}$$

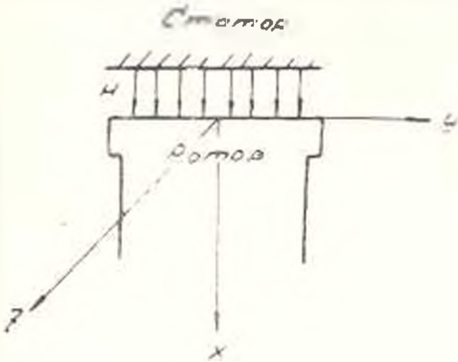


Рис. 1. Распределение напряженности магнитного поля в зазоре.

Из первого граничного условия следует:

$$A_n J_n(w_0) = B_n J_n(w_{10}) + C_n H_n(w_{10}), \tag{4}$$

где $w_0 = \sqrt{-j\omega\mu_0\gamma_0}\, r_0$; $w_{10} = \sqrt{-j\omega\mu\gamma}\, r_0$; $r_0$ — радиус стержня, а из второго —

$$A_n J_n(w_0) = \gamma_1 \{B_n J_n(w_{10}) + C_n H_n(w_{10})\}, \tag{5}$$

где

$$\gamma_1 = \sqrt{\frac{\gamma\mu_0}{\mu\gamma_0}}.$$

Определяя из (4) значение $A_n$ и подставляя в (5), после преобразования для $E_{z2}$ получим:

$$E_{z2} = \sum_{n=0}^{\infty} M_n \frac{J_n(w_1)}{J_n(w_{12})} \cdot \frac{1 - C_{1n} \dfrac{J_n(w_{10})}{J_n(w_1)} \cdot \dfrac{H_n(w_1)}{H_n(w_{10})}}{1 - C_{1n} \dfrac{J_n(w_{10})}{J_n(w_{12})} \cdot \dfrac{H_n(w_{12})}{H_n(w_{10})}} \cos n\varphi, \tag{6}$$

где $w_{12} = \sqrt{-j\omega\mu\gamma}\, r_2$.

Из (3) и (6) находим:

$$B_n = \frac{M_n}{J_n(w_{12})\left[1 - C_{1n}\,\frac{J_n(w_{10})}{J_n(w_{12})}\cdot\frac{H_n(w_{12})}{H_n(w_{10})}\right]}.$$

Анализ показывает, что в выражении для $B_n$ вторым слагаемым в знаменателе можно пренебречь. Тогда:

$$B_n \approx \frac{M_n}{J_n(w_{12})}. \tag{7}$$

С учетом (7), для $A_n$ из (1) получим:

$$A_n = M_n \frac{J_n(w_{10})}{J_n(w_{12})}\cdot\frac{1}{J_n(w_0)}(1 - C_{1n}),$$

где

$$1 - C_{1n} = \gamma_1 \frac{\dfrac{J_n'(w_{10})}{J_n(w_{10})} - \dfrac{H_n'(w_{10})}{H_n(w_{10})}}{\dfrac{J_n'(w_0)}{J_n(w_0)} - \gamma_1 \dfrac{H_n'(w_{10})}{H_n(w_{10})}}.$$

Поскольку $\gamma_1$ весьма малая величина, вторым слагаемым знаменателя последнего выражения можно пренебречь. Тогда:

$$A_n = M_n \frac{J_n(w_{10})}{J_n(w_{12})}\cdot\frac{\gamma_1\left[\dfrac{J_n'(w_{10})}{J_n(w_{10})} - \dfrac{H_n'(w_{10})}{H_n(w_{10})}\right]}{J_n'(w_0)},$$

а отношение:

$$\frac{A_n}{A_0} = \frac{M_n}{M_0} S_n \frac{J_0'(w_0)}{J_n'(w_0)}, \tag{8}$$

где

$$S_n = \frac{J_n(w_{10})\,J_0(w_{12})}{J_n(w_{12})\,J_0(w_{10})}\cdot\frac{\dfrac{J_n'(w_{10})}{J_n(w_{10})} - \dfrac{H_n'(w_{10})}{H_n(w_{10})}}{\dfrac{J_0'(w_{10})}{J_0(w_{10})} - \dfrac{H_0'(w_{10})}{H_0(w_{10})}}. \tag{9}$$

Выражение для полного комплексного сопротивления стержня может быть найдено с помощью вектора Умова—Пойнтинга по формуле [1]:

$$z_c = r_c + jx_c = \frac{2r_0 l \displaystyle\int_0^{\pi} E_{z1}(w_0)\,H_{\varphi 1}^{*}(w_0)\,d\varphi}{|I|^2}, \tag{10}$$

где ($^*$) обозначает сопряжений комплекс, $a/l$ — длина стержня. Согласно закону полного тока можно записать:

$$I = 2r_0 \int_0^{\pi} H_{\varphi_1}(w_0)\, d\varphi.$$

Относя $z_c$ к сопротивлению стержня при постоянном токе, получим:

$$R_0 = \frac{l}{\gamma_0 \pi r_0^2};$$

$$\frac{r_c}{R_0} + j\frac{x_c}{R_0} = k_r + jk_x =$$

$$= e^{-j\frac{\pi}{4}} x_0 \left\{ \frac{J_0(w_0)}{2J_1(w_0)} - \frac{1}{4} \sum_{n=1}^{\infty} \left( \frac{|M_n|}{|M_0|} \cdot |S_n| \right)^2 \frac{J_n(w_0)}{J_n(w_0)} \right\}. \qquad (11)$$

где $x_0 = \frac{\sqrt{2}\, r_0}{\Delta_1}$; $\Delta_1$ — глубина проникновения электромагнитной волны в медь.

Таким образом, если известны коэффициенты $M_n$, то выражение (11) позволяет найти значения коэффициентов $k_r$ и $k_x$. Наиболее удобным для вычисления цилиндрических функций Бесселя $J_n$ и Ганкеля $H_n$ в данном случае является вычисление через их интегральные представления. Вычисление определенных интегралов по этим формулам выполнено на ЭВМ „Наири-К“.

Для определения $M_n$ следует учесть, что при реальных значениях $w_{10}$ и $w_1$ выражение

$$1 - C_{1n} \frac{J_n(w_{10})}{J_n(w_1)} \cdot \frac{H_n(w_1)}{H_n(w_{10})}$$

мало отличается от единицы. Поэтому с достаточной точностью можно принять равным единице аналогичное выражение и в знаменателе (6). С учетом этих приближений получим:

$$E_{z2} \approx \sum_{n=0}^{\infty} M_n \frac{J_n\left(\sqrt{-j}\, \frac{\sqrt{2}\, r}{\Delta_2}\right)}{J_n\left(\sqrt{-j}\, \frac{\sqrt{2}\, r_1}{\Delta_2}\right)} \cos n\varphi = \sum_{n=0}^{\infty} M_n q_n \cos n\varphi. \qquad (12)$$

В соответствии с краевыми условиями задачи необходимо, чтобы эта сумма на верхней граничной прямой $ab$ (при $r\cos\varphi = h$ — рис. 2) обращалась в постоянную величину, например, в единицу. На дуге граничной окружности $bc$ (при $r = r_1 = \text{const}$) $E_z$ затухает по экспоненте с показателем $\frac{x}{\Delta_2}$. Для упрощения задачи примем, что при $r = r_1$ на половине глубины проникновения $E_z = 1$, а на остальной части граничной дуги (на дуге $b'c$) $E_z = 0$.

Тогда в функции угла $\varphi$ граничные условия $E_{z\,\text{гр}}(\varphi)$ будут выглядеть, как это показано на рис. 3. Из рис. 2 следует:

$$\cos\varphi_2 = \frac{h}{r_2}; \qquad \cos\varphi_3 = \frac{h - \frac{\Delta_2}{2}}{r_2}.$$

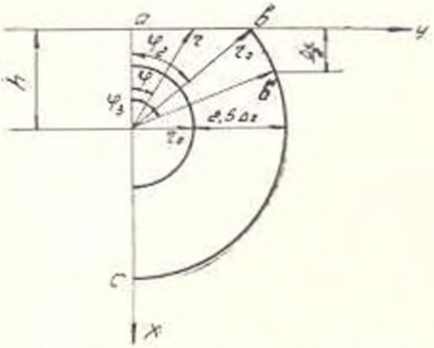


Рис. 2. К определению коэффициентов ряда $M_n$.

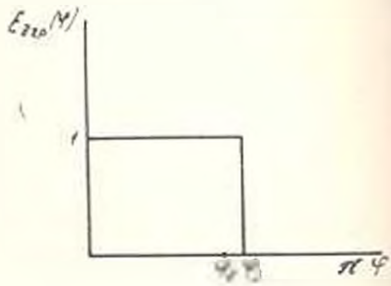


Рис. 3. Зависимость электрической напряженности поля от угла $\varphi$.

Отношение $q_n = \dfrac{J_n(\sqrt{-j}\,x_1)}{J_n(\sqrt{-j}\,x_{12})}$, где $x_1 = \dfrac{\sqrt{2}\,r}{\Delta_2}$, $x_{12} = \dfrac{\sqrt{2}\,r_2}{\Delta_2}$, в функции $x_1$ для младших номеров $n$ ($n = 1 \ldots 5$) дает приблизительно одну и ту же величину. Таким образом, если считать, что ряд (4) сходится и поведение решения определяется первыми гармониками, то вместо (12) можно написать:

$$E_{z_1} \approx \sum_{n=0}^{\infty} M_n q(x_1)\cos n\varphi = q(x_1)\sum_{n=0}^{\infty} M_n \cos n\varphi, \tag{13}$$

где $q(x_1) = q\left(\sqrt{-j}\,\dfrac{\sqrt{2}\,r}{\Delta_2}\right) = q\left(\sqrt{-j}\,\dfrac{\sqrt{2}\,H}{\Delta_2\cos\varphi}\right)$, которая при $0 \leqslant \varphi \leqslant \varphi_2$ равна $q = q_0 \approx \dfrac{J_0(\sqrt{-j}\,x_1)}{J_0(\sqrt{-j}\,x_{12})}$, а при $\varphi_2 \leqslant \varphi \leqslant \varphi_3$ — $q = 1$, поскольку при $\varphi_2 \leqslant \varphi \leqslant \varphi_3$ $r = r_2$.

При этих условиях на участке $bc$ должно обеспечиваться равенство:

$$\sum_{n=0}^{\infty} M_n \cos n\varphi = \frac{E_{z\,\text{гр}}(\varphi)}{q(\varphi)}, \tag{14}$$

и коэффициенты ряда определяются как коэффициенты разложения функции $\dfrac{E_{z\,\text{гр}}(\varphi)}{q(\varphi)}$ в ряд Фурье по косинусам:

$$M_n = \frac{2}{\pi}\int_0^{\pi} \frac{E_{z\,\text{гр}}(\varphi)}{q(\varphi)}\cos n\varphi\, d\varphi.$$

Учитывая вид функции $E_{z\,\text{гр}}(\varphi)$ и свойства функции $q(\varphi)$, вместо этого интеграла можно написать:

$$M_n = \frac{2}{\pi}\left(\int\limits_0^{\varphi_1} \frac{\cos n\varphi}{q(\varphi)}\,d\varphi + \int\limits_{\varphi_1}^{\varphi_2} \cos n\varphi\,d\varphi\right). \qquad (15)$$

Таким образом, вычисляя с учетом (11) коэффициенты $M_n$ по (15), определим искомые коэффициенты $k_r$ и $k_x$.

ЕрПИ им. К. Маркса 26 XI 1981

Տ. Մ. ՆԵՄԵՆԻ, Ռ. Մ. ՀՈՎՍԵՓՅԱՆ

## ՌՈՏՈՐԻ ՀԱՆԴԱՐՏԻՉ ՓԱԹՈՒՅԹԻ ԿԼՈՐ ՁՈՂԻ ԱԿՏԻՎ ԵՎ ՌԵԱԿՏԻՎ ԴԻՄԱԴՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄԵԾԱՑՄԱՆ ԳՈՐԾԱԿԻՑՆԵՐԻ ՀԱՇՎԱՐԿԻ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ


Ամփոփում

*Կատարված է էլեկտրամագնիսական դաշտի հաշվարկը ձողում և նրա հարևան տեղամասի հոծ բևեռում այն դեպքի համար, երբ ձողը գտնվում է փակ ակոսում։*

*Անալիտիկորեն (փոփոխականների բաժանման մեթոդով) այդպիսի ձողի ակտիվ և ռեակտիվ դիմադրությունների մեծացման գործակիցների որոշման համար ստացված են համապատասխան արտահայտություններ։*


## ЛИТЕРАТУРА


1. *Нетушил А. В., Поливанов К. М.* Основы электротехники. — М.—Л.: Госэнергоиздат, 1956, ч. III — 256 с.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
Տեխնիկական գիտութ. սերիա XXXVI, № 1, 1983 Серия технических наук

**ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ ТЕХНИКА**

С. С. МУСАЕЛЯН

# ПОСТРОЕНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ДВОИЧНЫХ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТЕЙ МАКСИМАЛЬНОЙ ДЛИНЫ

I. *Введение.* Последовательностью де Брейна или нелинейной последовательностью максимальной длины [1] называют двоичную последовательность $\{a_i\}$ периода $2^n$, в которой всевозможные векторы $a_i, a_{i-1}, \ldots, a_{i-n-1}$ длины $n$ при любом $i$ встречаются только один раз. Существование таких последовательностей для любого $n$ было показано де Брейном [2], который доказал, что связный ориентированный граф с $2^n$ вершинами, каждая из которых имеет два входящих и два выходящих ребра, насчитывает $N = 2^{2^{n-1}-n}$ различных путей обхода максимальной длины.

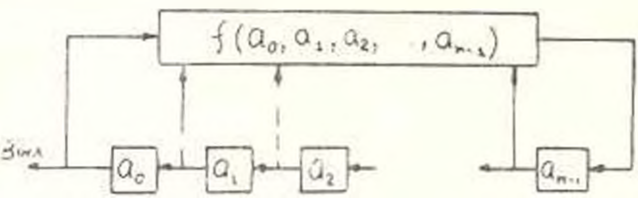


Рис. 1. $n$-каскадный регистр сдвига с обратной связью.

С другой стороны $n$-каскадный регистр сдвига с обратной связью, изображенный на рис. 1, порождает рекуррентные последовательности, максимальный период которых равен $2^n$. В этом случае исчерпываются всевозможные состояния регистра. Пути прохождения состояний могут быть различными и, согласно вышесказанному, их число равно $N$. Различным последовательностям соответствуют различные функции обратной связи регистра сдвига. В [1, 3] приводятся некоторые алгоритмы построения лексикографически упорядоченной последовательности де Брейна и ее модификаций без описания функций обратной связи.

В данной работе предлагаются способы построения функций обратной связи $n$-каскадного регистра сдвига, позволяющие охватить широкий класс последовательностей де Брейна.

II. ***Основные понятия.*** Пусть обратная связь $n$-каскадного регистра сдвига описывается булевой функцией $f(a_0, a_1, \ldots, a_{n-1})$, где $a_i \in B = \{0, 1\}$. При подаче токового импульса в регистре происходит смена состояний. Старое значение вектора заполнения $a = (a_0, a_1, \dots, a_{n-1}) \in B^n$ заменяется новым $b = (b_0, b_1, \dots, b_{n-1}) \in B^n$ посредством оператора $F: B^n \to B^n$, $b = Fa$, где

$$b_0 = a_1, \quad b_1 = a_2, \dots, b_{n-2} = a_{n-1}, \quad b_{n-1} = f(a_0, a_1, \dots, a_{n-1}). \qquad (1)$$

Нас будут интересовать только циклические последовательности, т. е. случай, когда множество всевозможных значений $B^n$ разбивается на непересекающиеся, циклические замкнутые подмножества без каких-либо ветвлений. В [1] доказано, что выходная последовательность $n$-каскадного регистра сдвига является циклической только тогда, когда функция обратной связи имеет вид:

$$f(a_0, a_1, \dots, a_{n-1}) = a_0 \oplus g(a_1, a_2, \dots, a_{n-1}). \qquad (2)$$

При этом $Fa = Fb$ тогда, когда $a = b$. В дальнейшем циклически замкнутые подмножества $B^n$ будем называть циклами.

*Определение* 1. [4] Векторы $a = (a_0, a_1, \dots, a_{n-1})$ и $\bar{a} = (\bar{a}_0, a_1, \dots, a_{n-1})$ называются сопряженными, если $\bar{a}_i = a_i \oplus 1$.

*Теорема* 1. [4] Цикл $C$ можно разложить на два цикла $C_1$ и $C_2$, если поменять местами векторы, следующие за парой сопряженных векторов $a$ и $\bar{a}$, принадлежащих $C$. И наоборот, $C_1$ и $C_2$ можно объединить в цикл $C$, если поменять местами векторы, следующие за парой сопряженных векторов $a \in C_1$ и $\bar{a} \in C_2$.

Теорему 1 поясняет граф состояний регистра сдвига с функцией обратной связи $f(a_0, a_1, a_2) = a_0 \oplus a_1 \oplus a_2 \oplus 1$, изображенный на рис. 2а. Граф состоит из двух циклов длины 4, в которых пара векторов (001) и (010) одного цикла имеют в другом цикле сопряженные векторы (101) и (110), соответственно. Меняя местами векторы, следующие за сопряженной парой, скажем (010) и (110), получаем цикл длины восемь, граф состояний которого представлен на рис. 2б. Теперь сопряженные векторы (001) и (101) принадлежат уже одному циклу, и если поменять местами следующие за ними векторы, то получатся два цикла длины шесть и длины два, граф состояний которых представлен на рис. 2в.

Эффект замены векторов, следующих за сопряженными парами, достигается прибавлением к уравнению обратной связи (2) дополнительного члена, который принимает значение 1 только для выбранной пары сопряженных векторов, а во всех остальных случаях равен нулю. Уравнение обратной связи примет вид:

$$h(a_0, a_1, \dots, a_{n-1}) = a_0 \oplus g(a_1, a_2, \dots, a_{n-1}) \oplus a_1^{\alpha_1} a_2^{\alpha_2} \dots a_{n-1}^{\alpha_{n-1}}, \qquad (3)$$

где $(\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_{n-1}) \in B^{n-1}$, а $a_i^1$ и $a_i^0$ равны $a_i$ и $\bar{a}_i$, соответственно. Из (3) видно, что $h(a)$ отличается от $f(a)$ только для сопряженных векторов $a = (a_0, a_1, \ldots, a_{n-1})$ и $\overline{a} = (\overline{a}_0, a_1, \ldots, a_{n-1})$, что позволяет делать необходимую замену не затрагивая остальные векторы.

*Определение 2.* Цикл, порожденный $n$-каскадным регистром сдвига с обратной связью (2), будем называть неполным, если его длина меньше чем $2^n$.

*Теорема 2.* Любой неполный цикл содержит хотя бы один вектор, сопряженный к которому находится вне заданного цикла.

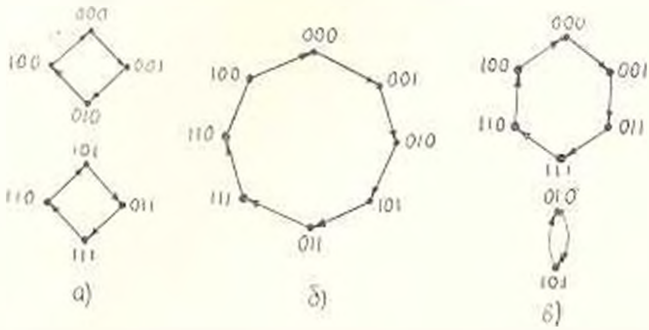


Рис. 2. Графы состояний регистра сдвига с обратной связью до и после замены векторов, следующих за сопряженными парами.

*Доказательство.* Допустим, что неполные цикл состоит только из векторов $a = (a_0, a_1, \ldots, a_{n-1}) \in B^n$, чьи сопряженные находятся в том же цикле. Для сопряженных векторов $a$ и $\overline{a}$ справедливы следующие соотношения:

$$\begin{aligned} f(a) &= a_0 \oplus g(a_1, a_2, \ldots, a_{n-1}) = a_n; \\ f(\overline{a}) &= a_0 \oplus 1 \oplus g(a_1, a_2, \ldots, a_{n-1}) = \overline{a}_n = a_n \oplus 1. \end{aligned} \tag{4}$$

Определим векторы, следующие за произвольной парой сопряженных векторов $a = (a_0, a_1, \ldots, a_{n-1})$ и $\hat{a} = (\overline{a}_0, a_1, \ldots, a_{n-1})$. Согласно (1) и (4) этими векторами будут $a_1, a_2, \ldots, a_{n-1}, a_n$ и $a_1, a_2, \ldots, a_{n-1}, \overline{a}_n$ и без ограничения общности можно принять $a_n = 1$, $\overline{a}_n = 0$. Эти векторы отличаются только в последнем символе и, согласно нашему допущению должны иметь сопряженные в том же цикле, совместно с которыми снова порождают две пары векторов. Нетрудно заметить, что все четыре полученных вектора различны. Действительно, векторы каждой пары, например $a_2, a_3, \ldots, a_{n-1}, 1,1$ и $a_2, a_3, \ldots, a_{n-1}, 1,0$, отличаются друг от друга в последнем символе, т. к. порождены парой сопряженных векторов $a_1, a_2, \ldots, a_{n-1}, 1$ и $\overline{a}_1, a_2, \ldots, a_{n-1}, 1$, а от векторов другой пары $a_2, a_3, \ldots, a_{n-1}, 0,1$ и $a_2, a_3, \ldots, a_{n-1}, 0,0$ они отличаются в $n-1$-ом символе в силу того, что их предшественники отличались в $n$-ом символе. Эти четыре вектора совместно со своими сопряженными порождают $2^3$ различных вектора и т. д. Таким образом, рассмотренный цикл должен содержать $2^{n-1}$ различных векторов, совпадающих в первом символе, которые совместно со своими сопряженными представляют $2^n$ различных вектора, принадлежащих циклу. Получили противоречие, т. е. цикл, состоящий только из пар сопряженных векторов, который должен иметь максимальную длину, что доказывает теорему.

*Следствие.* Циклы, на которые разбивается множество $B^n$ порождаемые $n$-каскадным регистром сдвига с обратной связью, всегда можно объединить в цикл максимальной длины.

III. *Построение циклов максимальной длины.* Рассмотрим построение циклов максимальной длины для случаев, когда неполные циклы, объединяемые в цикл длины $2^n$, порождены $n$-каскадным регистром сдвига с линейной обратной связью.

1. Пусть имеется примитивный полином степени $n$

$$p(x) = \sum_{i=0}^{n} p_i x^i,$$

коэффициенты $p_i$ которого принадлежат полю $GF(2)$ и $p_0 = p_n = 1$. Известно [5], что рекуррентное соотношение

$$a_n = f(a_0, a_1, \dots, a_{n-1}) = \sum_{i=0}^{n-1} p_i a_i, \tag{5}$$

соответствующее этому полиному, порождает два неполных линейных цикла длины $T_1 = 2^n - 1$ и $T_2 = 1$. Число примитивных над $GF(2)$ полиномов степени $n$ есть $\varphi(2^n - 1)/n$, где $\varphi$ — функция Эйлера. Для получения циклов длины $2^n$ ко всем циклам длины $T_1$, соответствующим этим полиномам, необходимо присоединить нулевой вектор (цикл длины $T_2$) 00...0, сопряженный к которому будет 10...0. Выражение (5) примет вид:

$$a_n = h(a_0, a_1, \dots, a_{n-1}) = \sum_{i=0}^{n-1} p_i a_i \oplus \bar{a}_1 \bar{a}_2 \dots \bar{a}_{n-1}.$$

2. Пусть далее $z(x) = p_1(x) p_2(x)$ — полином степени $n$, где $p_1(x)$ и $p_2(x)$ примитивные полиномы с взаимно простыми степенями $n_1$ и $n_2$ $(n_1 > n_2 > 0)$ и коэффициентами из $GF(2)$.

*Утверждение* 1. Циклы, порожденные $n$-каскадным регистром сдвига $(n = n_1 + n_2)$, обратная связь которого описывается полиномом $z(x)$, можно объединить $[(2^{n_1} - 1)(2^{n_2} - 1) - 1]$ способами в различные циклы длины $2^n$.

Случай, когда обратная связь $n$-каскадного регистра сдвига описывается полиномом $z(x)$, рассмотрен в [6], где показано, что множество векторов $B^n$ разбивается на непересекающиеся подмножества $B_1^n$, $B_2^n$, $B_{1,2}^n$ и 0, каждое из которых представляет собой неполный цикл длины $T_1 = 2^{n_1} - 1$, $T_2 = 2^{n_2} - 1$, $T_{1,2} = (2^{n_1} - 1)(2^{n_2} - 1)$ и 1, соответственно. Согласно следствию теоремы 2 эти циклы можно объединить в цикл длины $2^n$. Покажем, что циклы длины $T_1$ и $T_2$ не имеют ни одного вектора, сопряженный к которому находится в том же цикле. Действительно, последовательности этих циклов должны удовлетворять рекуррентным соотношениям:

$$a_{n_1} = \sum_{i=0}^{n_1-1} p_{1_i} a_i \quad \left(p_1(x) = \sum_{i=0}^{n_1} p_{1_i} x^i\right); \tag{6}$$

$$a_{n_2} = \sum_{i=0}^{n_2-1} p_{2_i} a_i \quad \left(p_2(x) = \sum_{i=0}^{n_2} p_{2_i} x^i\right). \tag{7}$$

Но ни одна пара сопряженных векторов $a_0, a_1, \ldots, a_{n_1}, \ldots, a_{n_2}, \ldots$ $\ldots, a_{n-1}$ и $\bar{a}_0, \ldots, \bar{a}_{n_1}, \ldots, \bar{a}_{n_2}, \ldots, \bar{a}_{n-1}$ не удовлетворяет соотношениям (6) или (7). Следовательно, ни один из векторов циклов длины $T_1$ и $T_2$ не имеют сопряженного вектора в своем цикле. Определим местонахождение векторов, сопряженных к векторам этих циклов. В силу взаимной простоты степеней $n_1$ и $n_2$ векторы цикла длины $T_{1,2}$ являются результатом сложения по mod 2 всевозможных пар векторов, один из которых принадлежит циклу длины $T_1$, а другой — циклу длины $T_2$. Заметим, что вектор 100 ... 0 принадлежит циклу длины $T_{1,2}$, т. к. он не удовлетворяет ни одному из соотношений (6) и (7). С другой стороны он является результатом сложения по модулю два одной (сопряженной) пары векторов из циклов длины $T_1$ и $T_2$. Следовательно, все векторы этих циклов, кроме одного в каждом, имеют сопряженные векторы в цикле длины $T_{1,2}$. Откуда следует, что все три цикла совместно с нулевым (0,0...0) можно объединить в цикл максимальной длины $[(2^{n_1}-1)\cdot(2^{n_2}-1)-1]$ способами.

Пусть число пар взаимно простых чисел, сумма которых равна $n$, есть $l$, т. е.

$$n_{1_i} + n_{2_i} = n, \; (n_{1_i}, n_{2_i}) = 1, \qquad i = 1, 2, \ldots, l,$$

тогда число различных полиномов $z(x)$ будет:

$$S = \sum_{i=1}^{l} \frac{\varphi(2^{n_{1_i}}-1)}{n_{1_i}} \cdot \frac{\varphi(2^{n_{2_i}}-1)}{n_{2_i}}. \tag{8}$$

*Утверждение* 2. Различным полиномам $z(x)$ из числа $S$ в (8), описывающим обратную связь $n$-каскадного регистра сдвига, соответствуют различные (непересекающиеся) множества, состоящие из $[(2^{n_1}-1)\cdot(2^{n_2}-1)-1]$ объединенных циклов длины $2^n$.

Заметим, что в тех случаях, когда единственная пара сопряженных векторов $a$ и $\bar{a}$, принадлежащая циклам длины $T_1$ и $T_2$, не используется для объединения циклов, эти циклы раздельно объединяются с циклом длины $T_{1,2}$, как это условно изображено на рис. 3а. Порядок следования векторов циклов длины $T_1$ и $T_2$ в этих случаях не нарушается и все объединенные циклы длины $2^n$ будут различными. В случаях, когда векторы $a$ и $\hat{a}$ используются для объединения циклов, циклы длины $T_1$ и $T_2$ предварительно объединяются в цикл длины $T_1+T_2$, который затем присоединяется к циклу длины $T_{1,2}$. Условное изображение такого объединения приведено на рис. 3б. Цикл длины $T_1+T_2$ состоит из двух участков, описывающихся рекуррентными соотношениями соответствующих полиномов $p_1(x)$ и $p_2(x)$. Поэтому различным полиномам соответствуют различные циклы длины $T_1+T_2$, а следовательно различные циклы максимальной длины. Таким образом, во всех случаях различные полиномы из числа $S$ порождают (после объединения циклов) различные множества циклов максимальной длины. При этом каждое из множеств, согласно утверждению 1, насчитывает $[(2^{n_1}-1)\cdot(2^{n_2}-1)-1]$ циклов длины $2^n$.

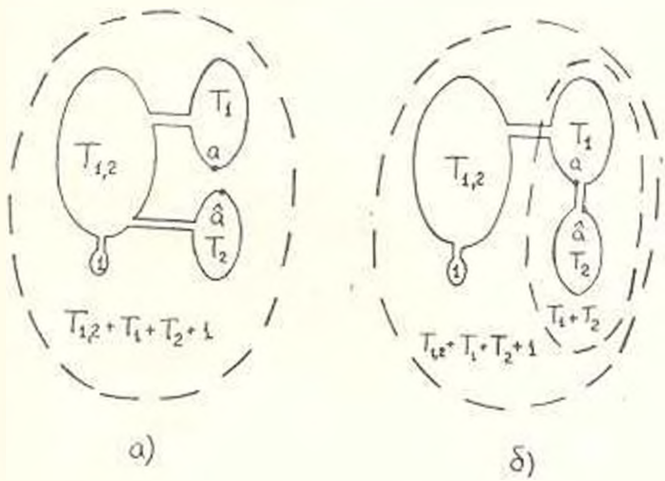


Рис. 3. Условное представление объединения неполных циклов в цикл максимальной длины.

Число циклов длины $2^n$, полученных в результате объединения неполных циклов, порожденных $n$-каскадными регистрами сдвига, обратные связи которых описываются полиномами $z_j(x)$, $j = 1, 2, ..., S$, есть

$$K = \sum_{i=1}^{l} \frac{\varphi(2^{n_{1_i}}-1)}{n_{1_i}} \cdot \frac{\varphi(2^{n_{2_i}}-1)}{n_{2_i}} \cdot [(2^{n_{1_i}}-1)(2^{n_{2_i}}-1)-1],$$

а общее число циклов длины $2^n$, полученных в разделах 1 и 2, будет:

$$K' = K + \frac{\varphi(2^n-1)}{n}.$$

3. Пары сопряженных векторов $a$, $\hat{a}$ и $b$, $\hat{b}$ назовем сцепленными, если в цикле они чередуются в следующем порядке $...a...b...$ $...\hat{a}...\hat{b}...$ С помощью сцепленных пар исходного цикла можно получить новые циклы той же длины.

Пусть число сцепленных пар в цикле длины $T_{1,2}$ для каждого $z_j(x)$, $j = 1, 2, \ldots, S$ равно $m_j$, тогда общее число циклов длины $2^n$ будет

$$k'' = \sum_{j=1}^{S} (m_j + 1)[(2^{n_{1j}} - 1)(2^{n_{2j}} - 1) - 1] + \frac{\varphi(2^n - 1)}{n}.$$

*Заключение.* Двоичные нелинейные последовательности максимальной длины представляют большой практический интерес, в частности для задач помехоустойчивого кодирования и идентификации. Приведенный метод легко распространяется на случай произведения произвольного числа примитивных полиномов над $GF(2)$ с попарно взаимно простыми степенями.

И-т проблем управления
АН СССР

15. VI. 1981

Ս. Ս. ՄՈՒՍԱԵԼՅԱՆ

## ԵՐԿԱԿԻ ՈՉԳԾԱՅԻՆ ԱՌԱՎԵԼԱԳՈՒՅՆ ԵՐԿԱՐՈՒԹՅԱՄԲ ՀԱՋՈՐԴԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԿԱՌՈՒՑՈՒՄ

### Ամփոփում

*Առաջարկվում է առավելագույն պարբերությամբ երկուական ոչգծային հաջորդականությունների կառուցման ձև: Որպես օրինակ դիտարկվում են նման կառուցումներ գծային հաջորդականություններից, որոնք նկարագրվում են մեկ հասարակ բազմանդամով կամ $GF(2)$ դաշտում երկու հասարակ բազմանդամների արտադրյալով:*

### ЛИТЕРАТУРА

1. *Golomb S. W.* Shift register sequences. — San-Francisco: 1967. — 214 p.
2. *de Bruijn N. G.* A combinatorial problem. — Proc. Kon. Ned. Akad. Wetensch., 1946, v. 49, p. 758—764.
3. *Fredricksen H.* A class of nonlinear de Bruijn cycles. — J. Combin. Theory, 1975, 19A, p. 192—199.
4. *Yoeli M.* Counting with nonlinear binary feedback shift registers. — IEEE Tran. Elec. Computers, 1963, v. 12, n. 4, p. 357—361.
5. *Питерсон У., Уэлдон Э.* Коды, исправляющие ошибки. — М.: Мир, 1976. — 600 с.
6. *Варшамов Р. Р., Тенενгольц Г. М.* Об одном классе циклических кодов. — Проблемы кибернетики, 1970, т. 2, с. 157—166.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
Տեխնիկական գիտութ. սերիա XXXVI, № 1, 1983 Серия технических наук

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Ш. Е. БОЗОЯН, Ю. М. ГАСПАРЯН

# ВОПРОСЫ РАЗБИЕНИЯ И ОБЪЕДИНЕНИЯ ДИСКРЕТНЫХ СХЕМ

В [1] приведен язык описания схем, построенных на интегральных микросхемах. Сущность этого языка заключается в том, что в нем схема представляется в виде последовательности символов, называемой записью этой схемы. Содержательный смысл этих символов заключается в том, что они являются названиями тех базисных элементов, из которых построена схема. Приведены условия, удовлетворение которых необходимо и достаточно, чтобы данная последовательность символов являлась записью некоторой схемы. Эти условия нужны не только для синтаксического контроля записи схемы, но и для эквивалентных преобразований записи. Запись схемы можно получить из чертежа схемы и по ней восстанавливать чертеж.

На практике часто схема дискретного устройства изображается на нескольких чертежах. В каждом из них указаны входы и выходы, которые должны соединяться с соответствующими входами и выходами другого чертежа. Тривиальным способом получения записи данной схемы является объединение всех указанных чертежей по их взаимосвязи, получение одного чертежа и написание по нему записи всей схемы. Более разумным способом является получение записи всей схемы по записям всех подсхем, изображенных на отдельных чертежах, и записи взаимосвязи этих подсхем (они здесь рассматриваются как «элементы»). На практике часто сталкиваемся и с обратной задачей: имеется запись некоторой схемы, по записи требуется ее разбить на подсхемы, найти их записи и запись взаимосвязи этих подсхем. В данной работе решаются эти прямые и обратные задачи.

Приведем неформальное описание вышеуказанного языка. Рассмотрим схему, изображенную на рисунке. В этой схеме прямоугольники означают интегральные микросхемы, которые обозначены символами $F^{n,m}_i$, где $n, m$ — числа входов и выходов, а тройка $(m, n, i)$ различает разные элементы (микросхемы). Входные переменные $x_i$ и точки ветвления $M_i$ также считаются элементами (последние имеют один вход и несколько выходов). Запись такой схемы осуществляется рассмотрением всех элементов схемы (выходы схемы, а также входы и выходы элементов заранее упорядочиваются), проходя по тонкой линии, указанной на рисунке, где начало и конец маршрута записи указаны словами «начало» и «конец». При движении по этому маршруту записываются все «попутные» элементы, если движение осуществляется против направления выходов этих элементов, в противном случае ничего не записывается. Если элемент $F_k^{(n,m)}$ рассматривался впервые и это осуществляется через его $i$-ый выход, то записывается символ $F_{k,i}^{0(n,m)}$ и далее рассматривается элемент, один из выходов которого является первым входом элемента $F_k^{(n,m)}$.

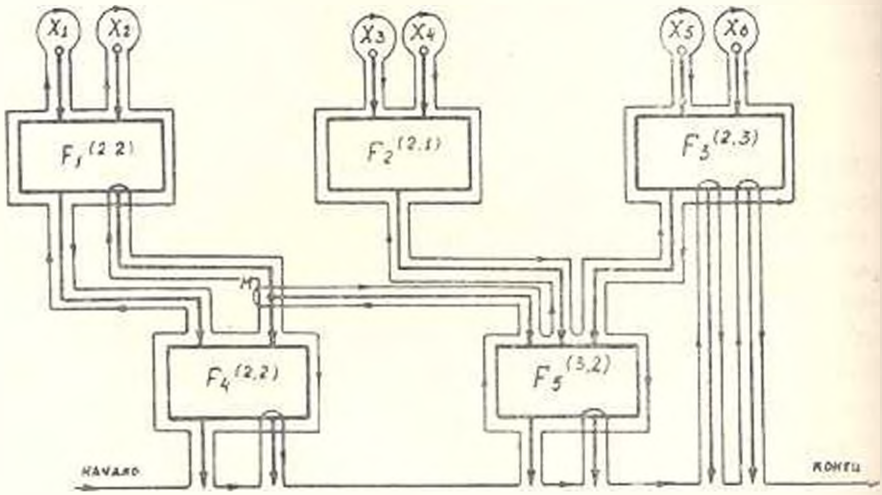


Рис.

Если же элемент $F_k^{(n,m)}$ рассматривается не впервые и это осуществляется через его $i$-ый выход, то записывается символ $F_{k,i}^{(n,m)}$ и осуществляется возврат обратно по $i$-му выходу до встречи с другим элементом по его некоторому выходу, а если нет такого элемента, то процесс записи заканчивается. При рассмотрении элемента $x$ записывается символ $x$, а для элемента $M_i$ — $M_i^0$ или $M_i$ в зависимости от того, впервые он рассматривается или нет. Запись схемы $S$, изображенной на рисунке, пишется так:

$$З(S) = F_{4.1}^{0(2,2)} F_{1.1}^{0(2,2)} x_1 x_2 M^0 F_{1.2}^{(2,2)} F_{1.2}^{(2,2)} F_{5.1}^{0(3,2)} M F_{2.1}^{0(2,1)} x_3 x_4 F_{3.1}^{0(2,3)} x_5 x_6 F_{3.2}^{(2,3)} F_{3.3}^{(2,3)}.$$

Символам $x_j$, $F_{k,i}^{(m,n)}$, $F_{k,i}^{0(n,m)}$, $M_i$, $M_i^0$ сопоставим веса:

$$\omega(x_j) = \omega(F_{k,i}^{(n,m)}) = \omega(M_i) = -1; \qquad \omega(F_{k,i}^{0(n,m)}) = n - 1.$$

Весом последовательности символов $S_1, S_2, \ldots, S_N$ из множества $D = \{x_j, F_{k,i}^{(n,m)}, F_{k,i}^{0(n,m)}, M_i, M_i^0\}$ назовем число:

$$\omega(S_1, S_2, \ldots, S_N) = \sum_{i=1}^{N} \omega(S_i).$$

В [1] вводится понятие свободной и связанной зависимости символа $F_{k,i}^{(n,m)}$ от $F_{k',i'}^{(n',m')}$. Символ свободной зависимости заключается в том, что $i$-ый выход элемента $F_k^{(n,m)}$ функционально зависит от $i'$-го выхода элемента $F_{k'}^{(n',m')}$ в данный момент времени, а связанная зависимость означает, что $i$-ый выход элемента $F_k^{(n,m)}$ функционально не зависит от $i'$-го выхода элемента $F_{k'}^{(n',m')}$ в данный момент времени, но в последующих каких-то моментах времени он зависит от состояния $i'$-го выхода в данный момент времени. Относительно формального понятия схемы, приведенной в [1], доказывается следующая теорема.

*Теорема.* Для того, чтобы последовательность символов $s_1, s_2, \ldots, s_N$ из D являлась записью некоторой схемы $S$ с $l$ выходами, необходимо и достаточно, чтобы выполнялись следующие условия:

а) $w(s_1, s_2, \ldots, s_N) = -l$;

б) $w(s_1, s_2, \ldots, s_r) \geqslant 1-l$ для любого $r$, $1 \leqslant r < N$;

в) последовательность $s_1, s_2, \ldots, s_N$ содержит символы $F_{k,i_0}^{0(n,m)}$ (при некотором единственном $i_0$, $1 \leqslant i_0 < m$) и $F_{k,i}^{(n,m)}$ $(i = 1, 2, \ldots, i_0 - 1, i_0 + 1, \ldots, m;\ m \geqslant 2)$ или не содержит их одновременно, причем каждый точно один раз и $F_{k,i_0}^{0(n,m)}$ предшествует $F_{k,i}^{(n,m)}$ для всех $i = 1, 2, \ldots, i_0 - 1, i_0 + 1, \ldots, m$, а при $m = 1$ $F_{k,i}^{0(n,m)}$ содержит однократно или вообще не содержит ($M_k^0$ и $M_k$ рассматриваются как $F_{k,1}^{0(1,m)}$ и $F_{k,1}^{(1,m)}$, соответственно);

г) все зависимости $F_{k,i}^{(n,m)}$ от $F_{k,j}^{(n,m)}$ $(i, j = 1, 2, \ldots, m)$ являются связанными.

Приступим к решению поставленной выше первой задачи. Пусть имеется запись схемы $S$ относительно базиса $B_1 = \{S_1^{(n_1, m_1)}, \ldots, S_k^{(n_k, m_k)}\}$, где $S_i^{(n_i, m_i)}$ $(1 \leqslant i \leqslant k)$ является подсхемой схемы $S$, и записи схем из $B_1$ относительно базиса $B_2$. Требуется найти запись схемы $S$ относительно $B_2$. Из свойств записи схемы следует, что „раскрытие" подсхемы $S_i^{(n_i, m_i)}$ в $З_{B_1}(S)$ происходит следующим образом. Входы схемы $S_i^{(n_i, m_i)}$ с номерами $1, 2, \ldots, n_i$ отождествим с этими номерами. В $З_{C_1}(S)$ „элемент" $S_i^{(n_i, m_i)}$ представляется $m_i$ символами, один из которых — с верхним индексом $^0$ (пусть это $S_{i,j}^{0(n_i, m_i)}$), а остальные — без него. Описанием символа $S_{i,j}^{0(n_i, m_i)}$ (обозначим его $O_n S_{i,j}^{0(n_i, m_i)}$) в данной последовательности $s_1, s_2, \ldots, s_N$ называется минимальный отрезок с весом $n_i$, непосредственно следующий за $S_{i,j}^{0(n_i, m_i)}$. Запись схемы $S_i^{(n_i, m_i)}$ относительно ее $r$-го выхода обозначим через $З_{B_2}(S_i^{(n_i, m_i)}, r)$ $(r = 1, 2, \ldots, m_i)$. В $З_{B_2}(S_i^{(n_i, m_i)})$

числа 1, 2, ..., $m$ (если они имеются) заменяются на компоненты $O_\pi(S^{0(n_i,m_i)}_{i,j})$ с соответствующими номерами (т. е. число 1 заменяется первой компонентой, число 2 — второй и т. д.). В результате, из $З_{в_i}(S^{(n_i,m_i)}_i)$ получается некоторое выражение, которое обозначим через $З'_{в_i}(S^{(n_i,m_i)}_i, r)$. Затем в $З_{в_i}(S)$ $S^{0(n_i,m_i)}_{i,j}$ $O_\pi(S^{0(n_i,m_i)}_{i,j})$ заменяется на $З'_{в_i}(S^{(n_i,m_i)}_i, j)$, а любой символ $S^{(n_i,m_i)}_{i,r}$ $(r = 1, 2, \ldots, i-1, i+1, \ldots, m_i)$ — на $З'_{в_i}(S^{(n_i,m_i)}_i, r)$. После такой процедуры из $З_{в_i}(S)$ получается некоторое выражение $З'_{в_i}(S)$, в котором, возможно, не всегда символы с верхним индексом $^0$ предшествуют соответствующим символам без этого индекса (см. условие теоремы в)). Пусть $S^{0(n_i,m_i)}_{i,j}$ и $S^{(n_i,m_i)}_{i,r}$ содержится в $З'_{в_i}(S)$, $S^{(n_i,m_i)}_{i,r}$ предшествует всем символам $S^{(n_i,m_i)}_{i,r'}$ $(r' \neq r)$ и $S^{0(n_i,m_i)}_{i,j}$. Заменим в $З'_{в_i}(S)$ $S^{(n_i,m_i)}_{i,r}$ на $S^{0(n_i,m_i)}_{i,r}$ $O_\pi(S^{(n_i,m_i)}_{i,r})$, а $F^{0(n_i,m_i)}_{i,j}$ $O_\pi(S^{(n_i,m_i)}_{i,j})$ на $S^{(n_i,m_i)}_{i,j}$. Производя аналогичные замены для всех остальных символов, относительно которых нарушено указанное условие предшествования, получим некоторое выражение $З''_{в_i}(S)$, которое является записью схемы $S$ в базисе $B_1 \cup B_2$. Производя аналогичную процедуру относительно всех элементов $S^{(n_i,m_i)}_i$ $(r = 1, 2, \ldots, k)$, получим запись схемы относительно базиса $B_2$: $З_{в_k}(S)$.

Решение задачи «раскрытия» элементов дискретных схем, построенных на интегральных элементах, тесно примыкает к вопросам моделирования этих схем. Если элементы схемы раскрыть до уровня функциональных и запоминающих элементов, содержащих один *бит* информации, то это сводится к задаче моделирования схем из функциональных и запоминающих элементов, которая осуществляется следующим образом. Пусть фиксированы наборы значений входных сигналов и запоминающих элементов. В записи схемы все переменные (входы) и запоминающие элементы заменим на их значения, одновременно устранив из записи области действия запоминающих элементов. Далее, многократно применяются следующие процедуры, пока возможно их применить.

1. Заменить последовательность вида $f^{(k)} \alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_k$ ($f^{(k)}$ — функциональный элемент с $k$ входами, $\alpha_i \in \{0, 1\}$, $i = \overline{1, k}$) на $f^{(k)}(\alpha_1, \alpha_2, \ldots, \alpha_k) \in \{0, 1\}$.

2. Пару символов $M^0_i \alpha$ ($\alpha \in \{0, 1\}$), а также все вхождения символа $M_i$ заменить на $\alpha$.

В результате получается последовательность из нулей и единиц, которые и являются значениями выходов схемы. Для получения значений состояний запоминающих элементов в следующий момент времени достаточно применить вышеуказанный алгоритм на области действия запоминающих элементов.

Рассмотрим обратную задачу. Ее точная формулировка такова. Пусть имеется запись некоторой схемы $З_{B_1}(S)$ относительно некоторого базиса $B_1$ и указаны некоторые элементы $Э_1, \ldots, Э_k$ этой схемы. Требуется найти запись подсхемы $S_1$ относительно базиса $B_1$, содержащей только указанные элементы, запись схемы $S_2$ относительно базиса $B_1$, получающаяся из схемы $S$ устранением подсхемы $S_1$, а также запись схемы $S$ относительно базиса $B_2 = \{S_1, S_2\}$ (точнее, запись взаимосвязи схем $S_1$ и $S_2$).

Решается эта задача следующим образом. В записи $З_{B_1}(S)$ слева направо рассматриваются все символы. Как только встречается символ, соответствующий одному из элементов $Э_1, Э_2, \ldots, Э_k$ (пусть он является $F^{0(n,m)}_{i,j}$), записывается выражение $M^0_i F^{0(n,m)}_{i,j}$, если символу $F^{0(n,m)}_{i,j}$ предшествует символ $M^0_i$ (т. е. символ типа $M^0$), в противном случае записывается символ $F^{0(n,m)}_{i,j}$. Затем рассматривается описание символа $F^{0(n,m)}_{i,j}$ в $З(S)$. Компоненты, содержащие только символы типа $x$ или символы, соответствующие элементам $Э_1, Э_2, \ldots, Э_k$, сохраняются в этом описании, а компоненты, содержащие какие-нибудь другие символы, заменяются натуральными числами так, чтобы эти числа совпадали с номерами соответствующих компонент ($i$-я компонента заменяется числом $i$). Полученная из описания $F^{0(n,m)}_{i,j}$ последовательность символов записывается после $F^{0(n,m)}_{i,j}$. Затем аналогично рассматривается следующий в $З_{B_1}(S)$ символ, соответствующий одному из элементов $Э_1, Э_2, \ldots, Э_k$, находящемуся вне описания символа $F^{0(n,m)}_{i,j}$, и новый результат стыкуется справа со старым. Эта процедура продолжается до тех пор, пока ее возможно осуществить. Полученная последовательность символов является $З_{B_1}(S_1)$.

$З_{B_1}(S_2)$ получается следующим образом. Все „обработанные“ при построении $З_{B_1}(S)$ „куски“ с весом $-1$ заменяются натуральными числами, совпадающими с номерами тех компонент описаний каких-то символов, соответствующие элементы которых не входят в список $Э_1, Э_2, \ldots, Э_k$. Полученная из $З_{B_1}(S)$ последовательность символов будет $З_{B_1}(S_2)$.

Запись же взаимосвязи схем $S_1$ и $S_2$ относительно базиса $B_2$ получается, исходя из нумерации компонент описаний символов в $S_1$ и $S_2$ (учитывая, например, что вход схемы $S_1$ со значением $i$ должен соединяться с выходом схемы с порядковым номером $i$ схемы $S_2$).

ЕрПИ им. К. Маркса — 10.I.1982

Շ. Ե. ԲՈԶՈՅԱՆ, ՅՈՒ. Մ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ

## ԸՆԴՀԱՏ ՍԽԵՄԱՆԵՐԻ ՏՐՈՀՄԱՆ ԵՎ ՄԻԱՑՄԱՆ ՀԱՐՑԵՐԸ

### Ամփոփում

*Դիտարկվում է ինտեգրալ միկրոսխեմաների վրա կառուցված էլեկտրոնային սխեմաների նկարագրության լեզուն։ Մշակված է ալգորիթմ, որը հնարավորություն է տալիս ստանալու էլեկտրոնային սխեմայի առանձին կտորների նկարագրությունից ամբողջ սխեմայի նկարագրությունը։ Լուծված է նաև հակառակ խնդիրը։*

### ЛИТЕРАТУРА

1. *Бозоян Ш. Е.* Язык описания схем, построенных на интегральных микросхемах.— В сб.: Межвузовский журнал. Прикладная математика, Ереван, изд-во Ер. ГУ, 1981, № 2, с. 18—25.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Տեխնիկական գիտութ. սերիա XXXVI, № 1, 1983 Серия технических наук

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ ТЕХНИКА

М. А. КАРАПЕТЯН

# МОДЕЛЬ ОПТИМИЗАЦИИ ДИАГНОСТИКИ НЕИСПРАВНОСТЕЙ В КВАЗИОДНОРОДНЫХ СТРУКТУРАХ

Вопросам технической диагностики радиоэлектронной аппаратуры (РЭА) и вычислительных структур (ВС) посвящено достаточно большое количество работ, где предложены либо логические, либо тестовые и программные методы контроля [1, 2]. В [3, 4] предложен подход, позволяющий оптимизировать процедуру поиска и локализации неисправностей РЭА и ВС, отнесенных к классу однородных регулярных структур (ОРС). Несмотря на это, арсенал методов формализации и моделирования, описывающих процессы технической диагностики, еще не охватывают все разнообразие и специфику решаемых при этом задач. Например, не всегда учитываются конструктивные и структурные особенности РЭА или ВС. Целью настоящей работы является построение модели проверки и разработка методики контроля неисправностей РЭА и ВС, отнесенных к классу квазиоднородных регулярных структур (КОРС), исходя из их структурно-конструктивных особенностей

Состояние элементов (работоспособное, неработоспособное) (КОРС) характеризуется в виде совокупности нижеприведенных определений и формализованного описания.

Определения и формализованная классификация фрагмента (модуля) РЭА (ВС) и состояние элементов в данной работе построены на основе математической теории частично упорядоченных систем, теории технической диагностики [1] и модели контроля ОРС, которая разработана, исходя из «обобщенного принципа местного влияния» [4, 5].

*Определение* 1. Элемент $m_i$ фрагмента КОРС находится в бинарной связи Б с элементом $m_j$ из множества элементов М данного фрагмента, если $(m_i, m_j) \in Б$, $Б \subset M$, $m_i \in M$, $m_j \in M$.

Бинарная связь Б может быть задана в виде окрестности единичного радиуса $O_{m_i}$ $(O_{m_j})$, как множество элементов $m_j$, $j = 1, n$ $\{m_j\} \in M$ таких, что $(m_i, \{m_j\}) \in Б$.

*Определение* 2. Границей действия окрестности единичного радиуса $O_{m_i}$ элемента $m_i$ назовем минимальное значение приращения $\Delta(F_{m_j})$ определяющего параметра $F_{m_j}$, которое вносит в суммарное значение параметра $\sum F_{m_i}$ в точке размещения элемента $m_i$ и определяется метрологической надежностью системой контроля параметра $F$.

*Определение* 3. Характерным элементом из множества $M$ на очередном шаге алгоритма поиска и локализации неисправностей КОРС назовем элемент $m_{xl}$, $m_{xl} \in M$. Измеренное значение определяющего параметра $F^{(a)}_{m_{xl}}$ позволяет оценить состояние наибольшего количества элементов множества $\{m_j\}_{m_{xl}}$ окрестности единичного радиуса из подмножества $M_н$ непроверенных элементов $m_q$ множества $M$, $m_q \in M_н$, $M_н \subset M$.

*Определение* 4. Порядком квазиоднородности фрагмента РЭА (ВС) назовем характеристику $L$, определяемую как множество окрестностей единичного радиуса $O_{m_{xl}}$ $l = 1, L$, которые взяты для всех характерных элементов $m_{xl}$ множества $M$.

При известных бинарных связях Б параметр $L$ определяется как фактор-множество $M/Б$ множества $M$ по отношению Б:

$$m_{x_1} \ldots m_{x_l} \ldots m_{x_L};$$

$$\{m_j\}_1 \ldots \{m_j\}_l \ldots \{m_j\}_L.$$

Фактор-множество $L\,(M/Б)$ для фрагмента КОРС представим в виде двухстрочной матрицы, в первой строке которой перечислены характерные элементы $m_{xl}$ множества $M$, а во второй — окрестности $O_{m_{xl}} = \{m_j\}_l$.

Вырожденным характерным элементом $m_{xl}$ назовем элемент $\overline{m}_{xl}$, окрестность единичного радиуса которого является пустым множеством по определяющему параметру $F$:

$$O_{\overline{m}_{xl}} = \{m_j\}_{\overline{m}_{xl}} = \varnothing,$$

где $\varnothing$ — символ пустого множества.

*Определение* 5. Состояние любого функционального элемента фрагмента КОРС, исходя из «принципа однозначности» [5], должен оцениваться единственным обобщенным показателем $F$.

Для каждого элемента $m_i$ КОРС (априорно или апостериорно) известны номинальное (эталонное) значение обобщенного определяющего параметра $F^{(э)}_{m_i}$, а также способ измерения этого параметра.

Обобщенный показатель $F$ по существу может являться обобщенным $n$-мерным вектором, компонентами которого являются значения $n$ определяющих функций $F_j$, $j = 1, n$.

Одновременно состояние КОРС характеризуют векторы входных $X = \{x_i\}$, $i = 1, m$ и внутренних параметров $Y = \{y_j\}$, $j = 1, k$.

*Определение* 6. Элементы $m_i$ могут находиться в трех взаимоисключающих и различных состояниях $S_i$ (работоспособное, отказовое, предотказовое). Отказовое и предотказовое состояния элемента $m_i$ обозначим символом $\bar{S}_i$, причем $S_i \in S$, $\bar{S}_i \subset S$.

Элемент $m_i$ считается неисправным, либо частично неисправным, $m_i \in \bar{S}_i$ (состояние $\bar{S}_i$), если при номинальных исходных данных значение обобщенного контролируемого параметра отличается от номинального (эталонного) значения для данного элемента на величину $\delta(F_{m_i}) > \delta(F_{m_i})_{доп}$.

В соответствии с этим предотказовое состояние элемента $m_i$ соответствует значению $\delta(F_{m_i})$, равному допустимому отклонению $\delta(F_{m_i})_{доп}$ параметра $F_{m_i}$, при котором элемент $m_i$ находится еще в работоспособном состоянии.

В соответствии с вышеприведенной формализацией работоспособное состояние КОРС характеризуется вектором определяющего параметра $F = \{F_i\}$ допусковой области Д $(F)$, нахождение которого в пределах $F \in$ Д$(F)$ соответствует модели исправного состояния КОРС. Тогда на основании [1] модель неисправного состояния КОРС можно представить в виде следующей записи:

$$F^{\bar{S}_i} \bar{\in} Д(F) = \varphi^{\bar{S}_i}(X, Y_\partial, t, L(М/Б), \{m_{xq}\}, O_r, M).$$

Символическая запись $\varphi$ является моделью $\bar{S}_i$-неисправного состояния КОРС. Поскольку состояние элементов КОРС есть функция времени, то в записи $\varphi$ введен параметр времени $t$.

При использовании такой модели состояния элементов КОРС процедуру контроля можно построить с учетом особенностей структуры контролируемого фрагмента КОРС. Тогда задачу оптимизации диагностики КОРС можно сформулировать следующим образом.

В качестве исходных данных заданы:

— множество состояний КОРС $S = \{S_i\}$. Неработоспособные состояния $\bar{S}_i$ разбиты на классы неисправностей $\bar{S}_q \subset \bar{S}_i$ по группам одиночных и кратных отказов на основе значений функций погрешности $\delta(F_{m_{xq}})$ в характерной точке $m_{xq}$;

— каждая группа отказовых состояний $\bar{S}_q$ в свою очередь классифицирована по погрешности $\delta(F_{m_j})$ для каждого элемента множества $\{m_j\}$, входящего в окружность единичного радиуса $O_{m_{xq}}$, либо по суммарному значению кратных отказов элементов $m_j$

$$\delta_\Sigma = \sum_{j=1}^{n} \delta(F_{m_j}),$$

где $n$ — кратность ошибок (отказов элементов);

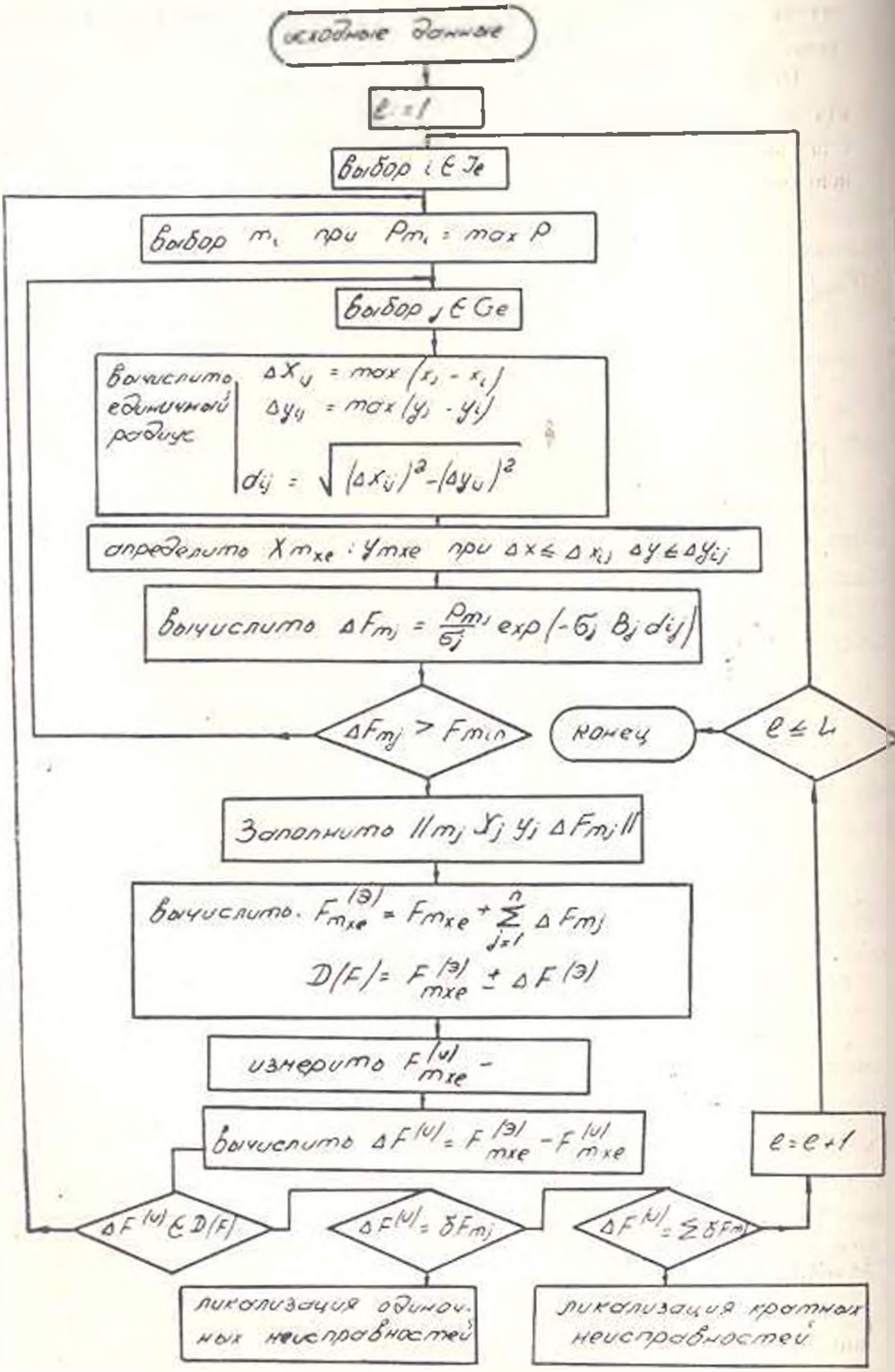
исходные данные
$\ell = 1$
Выбор $i \in J_e$
выбор $m_i$ при $P_{m_i} = max\ P$
Выбор $j \in G_e$
Вычислить единичный радиус
$\Delta X_{ij} = max\ (x_j - x_i)$
$\Delta y_{ij} = max\ (y_j - y_i)$
$d_{ij} = \sqrt{(\Delta x_{ij})^2 - (\Delta y_{ij})^2}$
определить $X_{m_{xe}} : y_{mxe}$ при $\Delta x \leq \Delta x_{ij}$ $\Delta y \leq \Delta y_{ij}$
Вычислить $\Delta F_{mj} = \frac{P_{mj}}{\sigma_j} exp(-\sigma_j B_j d_{ij})$
$\Delta F_{mj} > F_{min}$
конец
$\ell \leq L$
Запомнить $\| m_j\ X_j\ y_j\ \Delta F_{mj} \|$
Вычислить. $F^{(э)}_{m_{xe}} = F_{m_{xe}} + \sum_{j=1}^{n} \Delta F_{mj}$
$D(F) = F^{(э)}_{mxe} \pm \Delta F^{(э)}$
измерить $F^{(u)}_{mxe}$ -
Вычислить $\Delta F^{(u)} = F^{(э)}_{mxe} - F^{(u)}_{mxe}$
$\ell = \ell + 1$
$\Delta F^{(u)} \in D(F)$
$\Delta F^{(u)} = \delta F_{mj}$
$\Delta F^{(u)} = \sum \delta F_{mj}$
локализация одиночных неисправностей
локализация кратных неисправностей

Рис. 1.

— множество алгоритмов $A = \{A_i\}$ таково, что каждое подмножество алгоритмов $A_k = \{A_i\} \subset A$ охватывает некую группу неработоспособных состояний КОРС.

Необходимо выбрать такой алгоритм-диспетчер и набор алгоритмов из подмножеств $A_k$, чтобы минимизировать затраты некоторого $C(a)$ вида на выполнение $i$-го алгоритма контроля и локализации неисправностей КОРС.

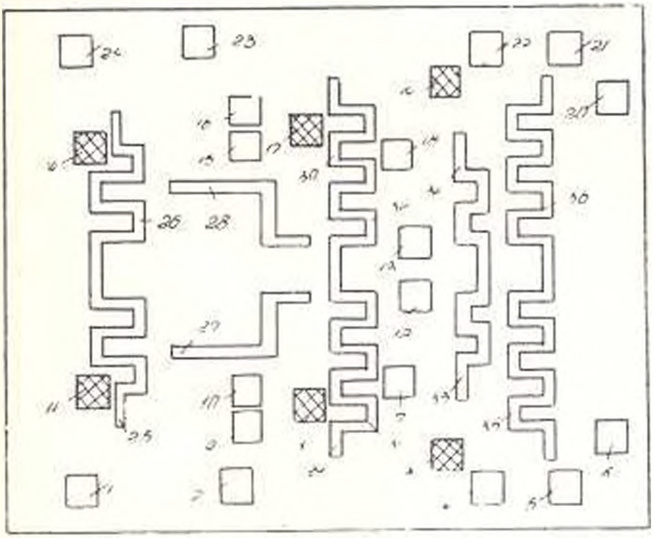

Рис. 2

Изложенное реализуется как многоуровневая иерархическая задача оптимизации, состоящая из следующих этапов:

на первом этапе осуществляется поиск характерного элемента $m_{xi}$, на втором — поиск окрестности единичного радиуса $O_{m_{xi}}$, на третьем — классификация неисправностей по значениям функции $\xi_i$, а на четвертом — поиск и локализация одиночных (кратных) неисправностей в окрестности $O_{m_{xi}}$ с помощью алгоритмов подмножества $A_k$.

На рис. 1 приведена блок-схема алгоритма диагностирования КОРС, которая является базовым алгоритмом в иерархической системе алгоритмов поиска и локализации одиночных и кратных неисправностей.

Проверка предложенной модели проводилась для КОРС, состоящей из двух одинаковых диодно-транзисторных схем с общим числом элементов, равным 36.

На рис. 2 приведен эскиз топологии указанной КОРС, а в таблице представлены значения функций $E_{n_i}$ и $\delta F(n_i)$ для трех характерных элементов (элементы № 3, 8, 11), моделирование которых позволяет судить о состоянии элементов одной схемы.

Укажем, что приведенный пример иллюстрирует возможности предложенной модели, но не раскрывает разнообразия возможных вариантов проявления одиночных и кратных отказов.

*Таблица*

Результаты моделирования значений $F_{m_j}$, $\Delta F(m_j)$ в КОРС

| №№ | 1 | 2 | 3 | 7 | 8 | 9 | 10 | 11 | 25 | 27 | 29 | 31 | 33 | 35 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | 4,2 | | | | | | | | 0,65 | 0,5 | | | | 0 |
| 2 | | 0,6 | | | | | | | | | | | | |
| 3 | | | 0,65 | 0,3 | | | | | | 0,8 | 0,12 | 0,21 | 1,2 | 0,18 |
| 4 | | | | 0,65 | | | | | | | | | | |
| 8 | 0,11 | 0,12 | | | 0,8 | 0,1 | 0,3 | | | 1,5 | 0,18 | 0,13 | 0,3 | |
| 9 | | | | | | 0,65 | | | | | | | | |
| 10 | | | | | | | 0,75 | | | | | | | |
| 11 | 0,69 | | | | | | | 0,6 | 0,8 | | | | | |
| 25 | | | | | | | | | 1,3 | | | | | |
| 27 | | | | | | | | | | 2,8 | | | | |
| 29 | | | | | | | | | | | 0,35 | | | |
| 31 | | | | | | | | | | | | 0,35 | | |
| 33 | | | | | | | | | | | | | 1,8 | |
| 35 | | | | | | | | | | | | | | 0,8 |

Вышеприведенная модель диагностики неисправностей КОРС представляет единую иерархическую систему со строго регламентированной структурой алгоритмов поиска и локализации неисправностей, которая позволяет сократить время поиска неисправностей, примерно, на один порядок по сравнению с способом измерения параметра $F$ по всем элементам КОРС.

ЕрПИ им. К. Маркса

12. III. 1982

Մ. Ա. ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ

## ԱՆՍԱՐՔՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԽՏՈՐՈՇՄԱՆ ՕՊՏԻՄԻԶԱՑՄԱՆ ՄՈԴԵԼԸ ԿԵՂԾ ՀԱՄԱՍԵՌ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ

### Ա մ փ ո փ ու մ

*Կեղծ համասեռ կառուցվածքների ախտորոշման պրոցեսը դիտարկվում է կառուցվածքային տեսանկյունից։ Որպես հետազոտման օբյեկտ ընտրված են ռադիո-և հաշվիչ սարքերը։ Բերված են հիմնական հասկացությունները և սահմանումները, որոնք բնորոշ են նշված օբյեկտների համար։ Ախտորոշման օպտիմիզացման հիմքում ընկած է «տեղական ադդիցության» սկզբունքը և ընդհանրացված պարամետրի սխալի ֆունկցիան։*

*Առաջարկված է օպերատորային հավասարման տեսքով լուծման ալգորիթմ։*

## ЛИТЕРАТУРА


1. Основы технической диагностики /Под ред. П. П. Пархоменко.—М.: Энергия, 1976, кн. I — 463 с.
2. *Биргер А. Г.* Использование отношения пособия между неисправностями при построении проверяющих текстов цифровых устройств.— Автоматика и телемеханика, 1977, № 9, с. 150—157.
3. *Карапетян Л. М., Оганесян С. Х.* Оптимизация задач технической диагностики однородных регулярных структур.— Изв. АН АрмССР (сер. ТН), 1981, т. XXXIV, № 3, с. 47—50.
4. *Оганесян С. Х.* Организация оптимального поиска неисправностей в ТЭЗ РЭА.— Промышленность Армении, 1981, № 8, с. 27—29.
5. *Карапетян Л. М.* Выбор постулатов и обобщение «принципа местного влияния» в теории конструирования однородных вычислительных структур.— В сб. МВС, Таганрог, 1979, вып. I (X), с. 4—6.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
Տեխնիկական գիտութ. սերիա XXXVI, № 1, 1983 Серия технических наук

ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА

К. А. ГУЛГАЗАРЯН, М. А. КУЧУРЯН

# ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ ФОТОЭЛЕМЕНТ В РЕЖИМЕ ГЕТЕРОДИНИРОВАНИЯ

В настоящее время для приема весьма коротких импульсов лазеров широко применяются высокоскоростные вакуумные фотоэлементы. Быстродействие в них достигается за счет уменьшения зазора фотокатод-анод.

В данной работе высокочастотный фотоэлемент используется для другой цели — приема световых сигналов, модулированных сверхвысокочастотными колебаниями, что весьма важно при решении различных задач, в частности, для построения высокоточных светодальномеров.

Малое расстояние фотокатод-анод позволяет эффективно модулировать фототок весьма высокими частотами и осуществлять гетеродинный прием. До недавнего времени эта задача решалась с использованием ФЭУ [1]. Однако их применение необязательно, т. к. мощность света, модулированного сверхвысокочастотными колебаниями, достаточно большая. Это обусловлено тем, что для формирования каждого периода модулированного света необходимо определенное количество фотонов. С повышением частоты модуляции возрастает количество фотонов за одну секунду и, следовательно, мощность модулированного света.

На рис. 1 представлена схема гетеродинного фотоэлемента. Фотоэлемент типа Ф-28 [2] содержит анод 1, выполненный в виде сетки, которая расположена на торцовом стекле прибора, и фотокатод 2. Анод и катод соединены с одним концом отрезка коаксиальной линии, имеющей внутренний 3 и внешний 4 проводники. Между этими проводниками на противоположном конце помещен диэлектрик 5. Образованный таким образом конденсатор практически обеспечивает короткое замыкание на сверхвысоких частотах на конце линии, а для сигнала разностной частоты — холостой ход.

Световой поток $I_c$, модулированный с частотой $f_c$, попадает на фотокатод 2 и создает модулированный фотоэлектронный поток. Резонатор возбуждается сигналом гетеродина с частотой $f_г$. В емкостном зазоре резонатора возникает напряжение с частотой $f_г$, которым вторично модулируется электронный поток. В результате этого в спектре фототока возникает составляющая разностной частоты $|f_c - f_г|$, создающая падение напряжения на $R_н$, которое усиливается

Для анализа гетеродинного приемника воспользуемся уравнением движения электронов в плоском межэлектродном зазоре фотоэлемента (рис. 2). При условии, что электроны из катода вылетают с нулевыми начальными скоростями, решение уравнения движения электронов имеет вид [3]:

$$x = 4{,}95 \cdot 10^{-8} \frac{U_{\text{г}m} \lambda^2}{d} \left[ (\omega_{\text{г}} t - \omega_{\text{г}} t_0) \cos \omega_{\text{г}} t_0 + \sin \omega_{\text{г}} t_0 - \sin \omega_{\text{г}} t \right], \qquad (1)$$

где $x$ — текущая координата электрона, *см*; $U_{\text{г}m}$ — амплитуда напряжения гетеродина, *В*; $\lambda$ — длина волны колебаний гетеродина в свободном пространстве, *см*; $d$ — расстояние между электродами, *см*; $\omega_{\text{г}}$ — частота гетеродина, *рад/с*; $t_0$ — момент вылета электрона из фотокатода; $t$ — текущий момент времени.

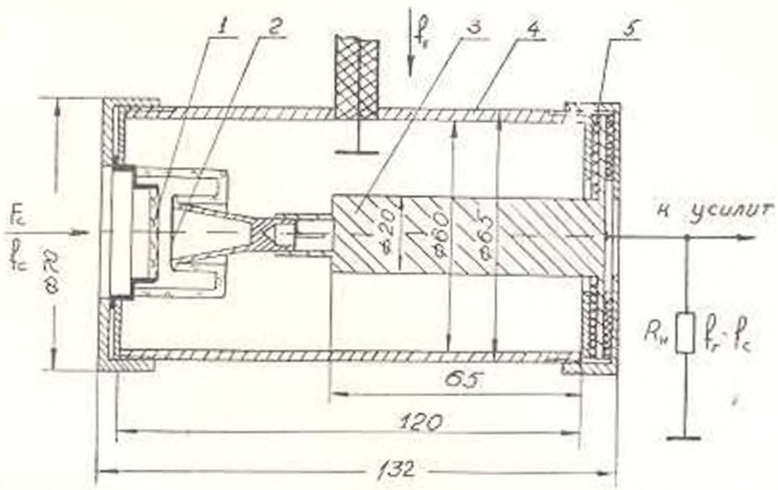


Рис. 1. Схема гетеродинного фотоэлемента. *1* — анод; *2* — фотокатод; *3*, *4* — внутренний и внешний проводники резонатора; *5* — диэлектрик.

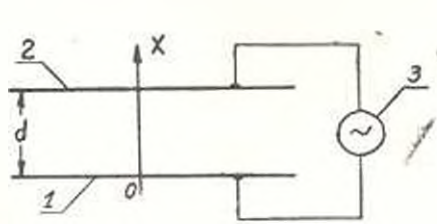


Рис. 2. Схема питания плоского фотоэлемента. *1* — фотокатод; *2* — анод; *3* — гетеродин.

Множитель в квадратных скобках в выражении (1) является безразмерной величиной, обозначается через $F$ [3] и называется безразмерной траекторией электронов. Графики функции $F$ с шагом $\Delta\omega_{\text{г}} t_0 = 5^\circ$ в зависимости от $\omega_{\text{г}} t$ вычислены на ЭВМ и представлены на рис. 3. Кривые на рис. 3 универсальны и позволяют произвести самые разнообразные расчеты.

Представляет теоретический и практический интерес определение фазовых и амплитудных характеристик приемника, для чего вначале необходимо выяснить, как происходит модуляция фототока напряжением гетеродина $U_г$. Очевидно, что на низких частотах и больших значениях $U_г$ в ускоряющих полупериодах все фотоэлектроны долетают до анода, а в тормозящих — нет. При этом модулирующая фототоком функция $k$ представляет собой последовательность прямоугольных импульсов, где длительность импульса равна половине периода напряжения $U_г$, а его величина равна единице.

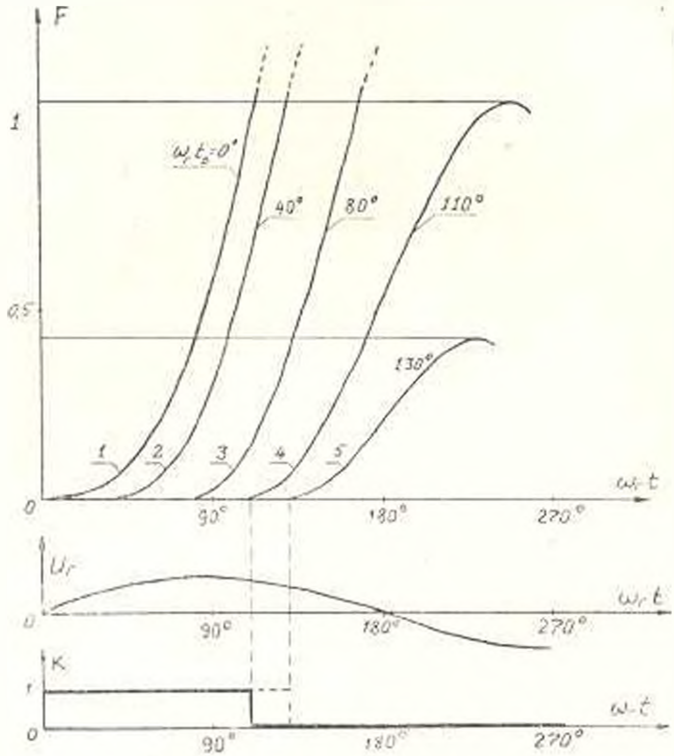


Рис. 3. Графики функций $F$ и $K$.

В реальных условиях длительность импульса модулирующей функции $k$ определяется следующим образом. Начало импульса $k$ совпадает с фазой вылета из катода тех электронов, которые первыми долетают до анода, а конец импульса — которые последними долетают до анода под действием положительной полуволны напряжения гетеродина.

Проводя линию $F = \text{const}$, из рис. 3 можно определить, какие электроны долетают до анода и какие не долетают. Например, при $F \approx 1$ электроны типа 1, 2, 3, 4 долетают до анода: типа 1 долетают первыми, а типа 4 — последними. При этом функция $k$ имеет вид последовательности прямоугольных импульсов с определенной длительностью, равной разности фаз вылета электронов типа 4 и 1. Очевидно для другого значения $F$ длительность импульсов функции $k$ будет другая. Например, при $F \approx 0{,}5$ последними являются электроны типа 5.

Вышеприведенные рассуждения связывают величину $F$ с длительностью импульсов функции $k$. Но для практических целей необходимо перейти от величины $F$ к напряжению $U_{rm}$ и частоте $f_r$ гетеродина. Этот переход осуществляется следующим образом: подставляя вместо $x$ значение координаты анода $d$ в (1), получим соотношение между значением $F$ и напряжением гетеродина $U_{rm}$:

$$F = \frac{d^2}{1{,}95 \cdot 10^{-?} f^2 U_{rm}}. \tag{2}$$

При увеличении $U_{rm}$ уменьшается значение $F$, увеличивается длительность импульсов функции $k$ и их центр перемещается вправо, вследствие чего изменяется фаза первой гармоники функции $k$.

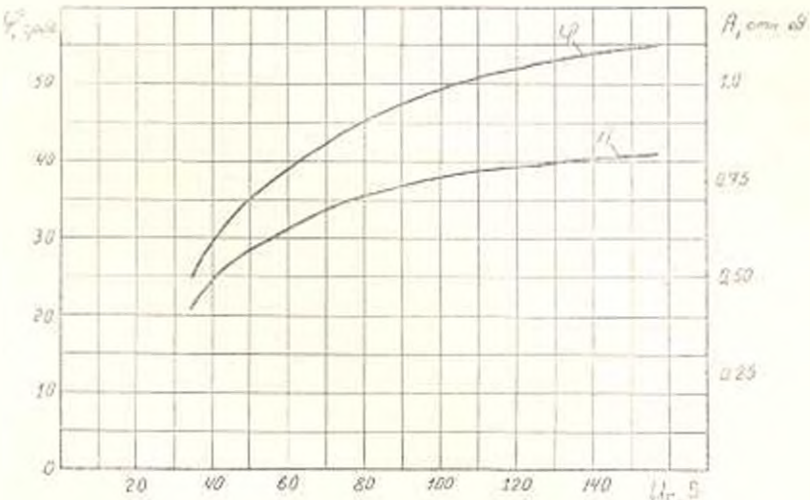


Рис. 4. Характеристики гетеродинного фотоэлемента.

Известно, что фаза разностной частоты при гетеродинировании совпадает с фазой первой гармоники $k$, а амплитуда сигнала разностной частоты $A$ пропорциональна амплитуде первой гармоники $k$.

Используя эти рассуждения, был произведен расчет фотоэлемента Ф-28, у которого $d = 2$ *мм* на частоте $f_1 = 500$ *МГц*, а напряжение между электродами фотоэлемента $U_r$, необходимое для глубокой модуляции фототока, составило $\sim 30$ *В*. Результаты расчета представлены на рис. 4, где $\varphi$ — фаза сигнала разностной частоты, а $A$ — его амплитуда.

Измерения показали, что при перемещении светового пятна по фотокатоду на $\pm 5$ *мм* фаза сигнала разностной частоты изменялась на величину менее 1°, а при изменении $U_r$ на 10% $\sim 2°$.

ЕрПИ им. К. Маркса

10. V. 1982

Կ. Ա. ԳՈՒԼԳԱԶԱՐՅԱՆ, Մ. Հ. ԿՈՒՉՈՒՐՅԱՆ

## ԲԱՐՁՐ ՀԱՃԱԽԱԿԱՆԱՅԻՆ ՖՈՏՈԷԼԵՄԵՆՏԸ ՀԵՏԵՐՈԴԻՆԱՅՄԱՆ ՌԵԺԻՄՈՒՄ

### Ա մ փ ո փ ո ւ մ

*Ներկայացված լուսային ընդունիչով իրականացվում է գերբարձր հաճախականությամբ մոդուլացված լույսի ընդունում։ Ընդունիչը կազմված է ֆոտոէլեմենտից և ռեզոնատորից, որի դաշտով մոդուլացվում է ֆոտոհոսանքը։ Ստացված արտահայտությունները թույլ են տալիս որոշել օգտակար ազդանշանի մեծության և ֆազի կախումը հետերոդինի լարումից։ Փորձնական հետազոտությունները կատարվել են 500 ՄՀց դիապազոնում։*

### ЛИТЕРАТУРА

1. *Гулгазарян К. А.* Высокочастотная модуляция фототока ФЭУ.— ПТЭ, 1970, № 5, с. 161—164.
2. *Гаванин В. А.* и др. Вакуумный фотоэлемент с высоким временным разрешением.— В сб.: Импульсная фотометрия, вып. 4, Л., Машиностроение, с. 158—159.
3. *Кацман Ю. А.* Приборы сверхвысоких частот. Теория, основы расчета и проектирования электронных приборов.— М.: Высшая школа, 1973, т. 2, с. 48.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Տեխնիկական գիտութ. սերիա XXXVI, № 1, 1983 Серия технических наук

ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ ТЕХНИКА

А. М. БАРХУДАРЯН, Р. А. МОВСЕСЯН

# ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЕ НИВЕЛИРОВАНИЕ ПРИ РАЗЛИЧНЫХ СКОРОСТЯХ ПОВЫШЕНИЯ И ПОНИЖЕНИЯ УРОВНЯ ЖИДКОСТИ

Авторами ранее даны теоретические основы метода гидродинамического нивелирования [1, 2], принципиально отличающиеся от известного метода гидростатического нивелирования тем, что измерения выполняются в процессе непрерывного изменения уровня жидкости в сообщающихся сосудах и на основании этого метода разработана система гидродинамического нивелирования (СГДН). Подобные системы используются для систематических измерений осадок гражданских, промышленных и специальных сооружений. Они могут быть использованы и для определения превышений между наблюдаемыми точками путем введения соответствующих поправок за наклон поверхности уровня [1].

При гидродинамическом нивелировании на точность измерений оказывают влияние температура, вязкость жидкости и другие факторы, которые могут изменяться при измерениях от цикла к циклу [2]. В [2] рассматриваются методы, позволяющие учитывать влияние температуры на точность измерений. В [3] рассматривается возможность определения превышения точек с помощью гидродинамического нивелирования без введения поправок. Для этого в блок управления СГДН и систему электроники необходимо внести изменения, позволяющие производить измерения при вариации уровня жидкости. Исследования [3] произведены для случая, когда скорость поднятия и опускания уровня одинаковы. Однако, лабораторные исследования показали, что по разным причинам эти скорости могут отличаться друг от друга.

Целью настоящей работы является теоретическое исследование возможности определения превышения контролируемых точек с помощью СГДН при разных скоростях вариации уровня жидкости.

Незамкнутая система гидродинамического нивелирования показана на рис. 1. Предположим, что с момента $t=0$ уравнительный бак поднимается со скоростью $U_1$. Жидкость движется по трубопроводам, соединяющим сосуды, в которых также происходит изменения уровня. В начале эти изменения и движение жидкости нестационарные, но для каждой системы после определенного промежутка времени $t_0$ процесс практически становится стационарным и создастся постоянная разность уровней.

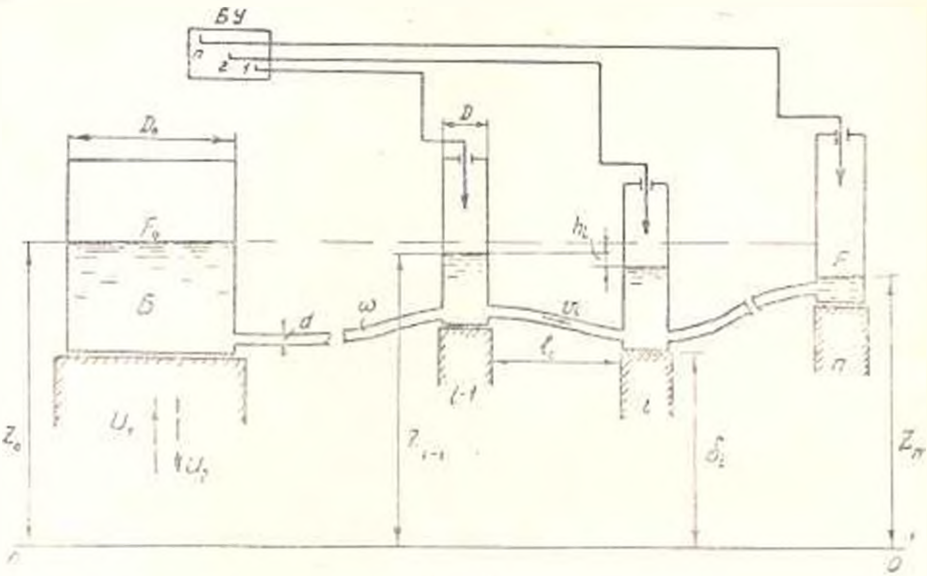


Рис. 1.

Уравнения нестационарного движения для отдельных участков, при постоянном диаметре соединяющих шлангов и одинаковом атмосферном давлении над свободными поверхностями жидкости, пренебрегая инерции жидкости в сосудах, при одинаковых диаметрах измерительных сосудов следующие:

$$\begin{cases} Z_0 - Z_1 = \dfrac{\alpha\omega^2}{2g}\left[\left(\dfrac{v_1 - v_2}{F}\right)^2 - \left(\dfrac{U_1}{\omega} - \dfrac{v_1}{F_0}\right)^2\right] + \dfrac{l}{g}\dfrac{dv_1}{dt} + \sum h_1; \\ Z_1 - Z_2 = \dfrac{\alpha\omega^2}{2g}\left[\left(\dfrac{v_2 - v_3}{F}\right)^2 - \left(\dfrac{v_1 - v_2}{F}\right)^2\right] + \dfrac{l}{g}\dfrac{dv_2}{dt} + \sum h_2; \\ \cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots\cdots \\ Z_{n-1} - Z_n = \dfrac{\alpha\omega^2}{2g}\left[\left(\dfrac{v_n}{F}\right)^2 - \left(\dfrac{v_{n-1} - v_n}{F}\right)^2\right] + \dfrac{l}{g}\dfrac{dv_n}{dt} + \sum h_n, \end{cases} \qquad (1)$$

где $n$ — число измерительных сосудов; $Z_i$ — высота уровня жидкости; $v_i$ — средняя скорость жидкости в соединяющем шланге; $\sum h_i$ — суммарные потери энергии на данном участке; $\alpha$ — коэффициент, учитывающий неравномерное распределение скорости в сечении шланга; $\omega$, $F_0$ — площади живого сечения шланга и бака; $F$ — площадь измерительного сосуда.

Уравнения неразрывности для каждого сосуда:

$$
\left|
\begin{aligned}
&\frac{dZ}{dt} = U_1 - \frac{\omega}{F_0} v_1; \\
&\frac{dZ_1}{dt} = (v_1 - v_2)\frac{\omega}{F}; \\
&\dots\dots\dots\dots\dots\dots \\
&\frac{dZ_{n-1}}{dt} = (v_{n-1} - v_n)\frac{\omega}{F}; \\
&\frac{dZ_n}{dt} = v_n \frac{\omega}{F}.
\end{aligned}
\right.
\tag{2}
$$

Для конкретных систем с помощью ЭВМ, совместно решая системы уравнений (1) и (2), получим закономерность изменения уровней жидкости в сосудах.

Разность уровней жидкости между двумя сосудами будет равна суммарным потерям энергии на участках шлангов, соединяющих эти сосуды:

$$Z_k - Z_i = \sum_{j=k+1}^{i} h_j . \tag{3}$$

При стационарном движении скорости жидкости в отдельных участках тоже останутся постоянными и будут определяться по формуле

$$v_j = AU_1(n - j + 1)\frac{F}{\omega}, \tag{4}$$

где

$$A = \frac{F_0}{F_0 + nF}. \tag{5}$$

Так как потери энергии при ламинарном движении в системе СГДН определяются по формуле:

$$h_j = K_j v_j, \tag{6}$$

$$K_j = (1 + \beta)\frac{32\nu l_j}{gd^4}; \tag{7}$$

$\beta$ — коэффициент, учитывающий местные сопротивления; $\nu$ — кинематический коэффициент вязкости жидкости; $d$, $l_j$ — диаметр шлангов и длины их отдельных участков; $g$ — ускорение свободного падения, то вместо (2) при поднятии уравнительного бака со скоростью $U_1$ получим:

$$Z_k - Z_i = U_1 \frac{F}{\omega} A \sum_{j=k+1}^{i} (n - j + 1) K_j . \tag{8}$$

Пусть в момент касания жидкости острия сигнализатора $J_k$ пьезометрическая линия устанавливается на уровне $a_1—a_1$, а при касании острия $J_i$ — на уровне $a—a$. Тогда из рис. 2 следует:

$$H_i' = \Delta h_{i-k} + \sum_{j=k+1}^{i} h_j'$$

или

$$H_i' = \Delta h_{i-k} + AU_1 \frac{F}{\omega} \sum_{j=k+1}^{i} (n-j+1) K_j. \qquad (9)$$

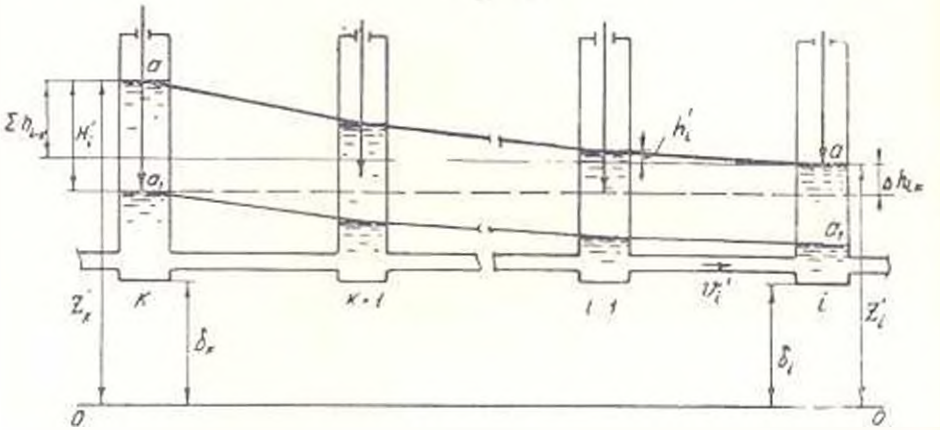


Рис. 2.

После того, как жидкость касается острия последнего сигнализатора, происходит фиксация показаний всех счетчиков на блоке управления и поднятие бака Б продолжается еще на некоторую высоту. После остановки бака Б и установления в системе равновесия жидкости, измерительный бак опускается вниз со скоростью $U_2$. Дополнительное поднятие на некоторую высоту производится для того, чтобы отрыв жидкости от любого сигнализатора при опускании бака происходил после установления стационарного движения.

При этом в момент отрыва жидкости от острия сигнализатора $J_k$ пьезометрическая линия будет на уровне $b—b$, и из рис. 3 следует:

$$Z_i'' - Z_k'' = \sum_{j=k+1}^{i} h_j'' \qquad (10)$$

или

$$H_i'' = -\Delta h_{i-k} + AU_2 \frac{F}{\omega} \sum_{j=k+1}^{i} (n-j+1) K_j. \qquad (11)$$

Если обозначить соотношение $U_2/U_1 = m$, вместо (11) получим:

$$H_i'' = -\Delta h_{i-k} + mAU_1 \frac{F}{\omega} \sum_{j=k+1}^{i} (n-j+1) K_j. \qquad (12)$$

Решая совместно (9) и (12), определим:

$$\Delta h_{i-k} = \frac{mH_i' - H_i''}{m+1}. \qquad (13)$$

При стационарном режиме движения скорости поднятия или опускания уровня жидкости в баке и сосудах будут одинаковы и равны:

$$u = \frac{UF_б}{F_б + nF} \quad \text{или} \quad u = UA.$$

Если за единицу времени в блок управления поступает сигнал $N_0$, то поднятие уровня жидкости, соответствующее одному импульсу, будет:

$$\Delta H_i = \frac{u}{N_0} \quad \text{или} \quad \Delta H_i = \frac{UA}{N_0}.$$

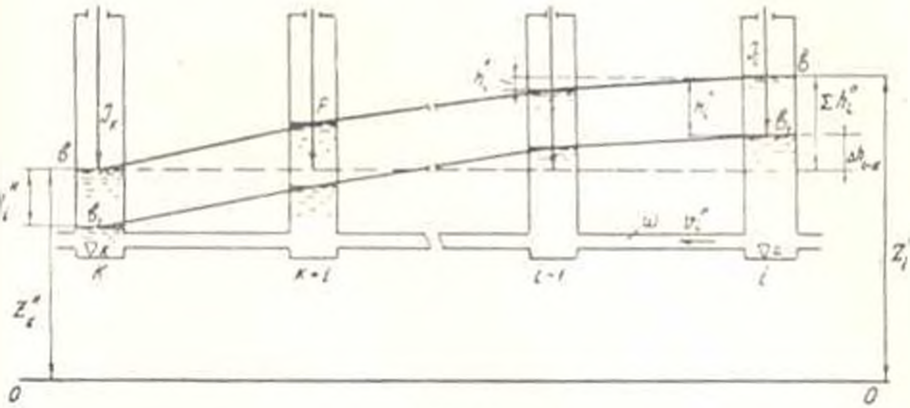

Рис. 3.

Вертикальные расстояния $H_i'$ и $H_i''$ между пьезометрическими линиями (рис. 2 и 3) можно вычислить, имея показания соответствующих счетчиков $N_i$ и $N_k$ на блоке управления:

$$H_i' = \frac{AU_1}{N_0}(N_i' - N_k'); \qquad H_i'' = \frac{AU_2}{N_0}(N_i'' - N_k''). \tag{14}$$

Учитывая (14), из (13) получим:

$$\Delta h_{i-k} = m\frac{AU_1}{N_0}\cdot\frac{(N_i' - N_i'') - (N_k' - N_k'')}{m+1} \tag{15}$$

или

$$\Delta h_{i-k} = \frac{AU_2}{N_0}\cdot\frac{(N_i' - N_i'') - (N_k' - N_k'')}{m+1}. \tag{16}$$

Зная расстояние $s_i$ от острия сигнализатора до основания сосуда, легко определить превышения площадок, на которых смонтированы сосуды:

$$z_i - z_k = s_k - s_i + \Delta h_{i-k}. \tag{17}$$

Таким образом, выражение (13) является общим и позволяет вычислять превышения между контролируемыми точками с точностью 0,1 *мм* при различных скоростях поднятия и опускания уравнительного бака. Так как замеры при поднятии и опускании уравнительного бака следуют один за другим при одинаковой температуре жидкости, то исключается влияние температуры на точность измерения.

В случае необходимости определения относительного вертикального перемещения точек со временем достаточно иметь превышения в начале и конце рассматриваемого промежутка времени и сравнить их.

ЕрПИ им. К. Маркса 7. I. 1982

Ա. Մ. ԲԱՐԽՈՒԴԱՐՅԱՆ, Ռ. Հ. ՄՈՎՍԵՍՅԱՆ

## ՀԻԴՐՈԴԻՆԱՄԻԿ ՀԱՐԹԱՉԱՓՈՒՄԸ ՀԵՂՈՒԿԻ ՄԱԿԱՐԴԱԿԻ ՏԱՐԲԵՐ ԱՐԱԳՈՒԹՅԱՄԲ ԲԱՐՁՐԱՑՄԱՆ ԵՎ ԻՋԵՑՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

### Ամփոփում

*Բերված են հեղուկի մակարդակի տարբեր արագությամբ բարձրացման և իջեցման դեպքում հիդրոդինամիկ հարթաչափման տեսական հետազոտության արդյունքները։ Հավասարակշռող ավազանի բարձրացման և իջեցման ժամանակ կատարված չափումների արդյունքներով որոշվում են վերապանցումները նշվող կետերի միջև։*

*Այդ եղանակով որոշվում են նաև ուղղաձիգ տեղափոխումները ժամանակի ընթացքում՝ բացառելով ջերմային փոփոխությունից առաջացող սխալները։*

### ЛИТЕРАТУРА

1. *Мовсесян Р. А., Бархударян А. М.* Теоретические основы метода гидродинамического нивелирования. — Геодезия и аэрофотосъемка, 1976, № 1, с. 9—14.
2. *Бархударян А. М., Мовсесян Р. А.* Учет влияния температуры на точность измерений при гидродинамическом нивелировании. — Геодезия и аэрофотосъемка, 1981, № 6, с. 12—16.
3. *Троян К. Р.* Определение превышения точек с помощью гидродинамического нивелирования. — Изв. АН АрмССР (сер. Наука о земле), 1980, № 6, с. 96—102.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
Տեխնիկական գիտութ. սերիա XXXVI, № 1. 1983 Серия технических наук

ГИДРАВЛИКА

Д. С. ТОРОСЯН

# К РАСЧЕТУ ПРОИЗВОДИТЕЛЬНОСТИ ЖИДКОСТНЫХ ЦЕНТРОБЕЖНЫХ ТАРЕЛЬЧАТЫХ СЕПАРАТОРОВ

В основе расчета процесса сепарирования лежит предпосылка обособленного движения отделяемой частицы дисперсной фазы жидкой смеси в потоке. Для получения уравнения производительности сепаратора сопоставляется время пребывания жидкости в межтарелочном пространстве с временем, необходимым для осаждения из этого потока расчетной частицы.

Однако, в литературе для определения времени нахождения жидкой смеси в межтарелочном пространстве рассматривают элементарный кольцевой объем в то время, как необходимо выделять для исследования конический элементарный объем разделяющей зоны ротора сепаратора [1—3]. Доказано, что количество жидкости, проходящее через каждое межтарелочное пространство в поле центробежных сил инерции, одинаково при различных поперечных сечениях. Количество же проходящей жидкости зависит от угловой скорости вращения ротора [4], что является дискуссионным [5].

В данной работе приводится уточненный вывод производительности сепаратора и экспериментально проверена зависимость расхода жидкости в зависимости от сечения канала и угловой скорости вращения.

Направим координатную ось $oz$ по оси вращения тарелки и запишем уравнение поверхности конуса как поверхности, образованной вращением образующей тарелки вокруг оси $oz$. Тогда:

$$z = \frac{1}{\operatorname{tg}\alpha}\sqrt{x^2+y^2}, \tag{1}$$

где $x$, $y$ и $z$ — декартовые координаты, а $\alpha$ — угол наклона образующей тарелки к вертикали.

Площадь той части конуса, которая проектируется на плоскость $xoy$, определяется зависимостью [6]:

$$f = \iint\limits_A \sqrt{1+\left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)^2}\cdot dx\cdot dy, \tag{2}$$

где $A$ – область интегрирования; $dx\cdot dy$ – элемент площади.

Так как $\frac{\partial z}{\partial x} = \frac{x \cdot \operatorname{tg} \alpha}{\sqrt{x^2 + y^2}}$ и $\frac{\partial z}{\partial y} = \frac{y \cdot \operatorname{tg} \alpha}{\sqrt{x^2 + y^2}}$, то равенство (2) примет следующий вид:

$$f = \iint_{A} \sqrt{1 + \frac{1}{\operatorname{tg}^2 \alpha}} \cdot dx \cdot dy. \tag{3}$$

Имея в виду, что якобиан отображения уравнения (3):

$$J(\rho, \varphi) = \begin{vmatrix} \frac{\partial x}{\partial \rho} & \frac{\partial x}{\partial \varphi} \\ \frac{\partial y}{\partial \rho} & \frac{\partial y}{\partial \varphi} \end{vmatrix} = \rho, \tag{4}$$

где $\rho$ и $\varphi$ — полярные координаты,

перепишем зависимость (3) в виде

$$f = \sqrt{1 + \frac{1}{\operatorname{tg}^2 \alpha}} \int_0^{2\pi} d\varphi \int_{r_{min}}^{r_{max}} \rho \cdot d\rho, \tag{3}$$

где $r_{min}$ и $r_{max}$ — наименьший и наибольший радиусы конической тарелки.

Элементарная поверхность разделяющей зоны межтарелочного пространства на основании (5) определится выражением:

$$df = \frac{2\pi}{\sin \alpha} \rho\, d\rho. \tag{6}$$

Отметим, что при расчете производительности сепаратора вместо (6) применяется элементарная поверхность кольцевого сечения:

$$df = 2\pi\rho\, d\rho. \tag{7}$$

Продолжительность пребывания жидкости в межтарелочном пространстве определится из равенства (8):

$$t = \pi \cdot b \frac{r^2_{max} - r^2_{min}}{V \cdot \sin \alpha}, \tag{8}$$

где $b$ — расстояние между тарелками по оси $OZ$; $V$ — объемный расход, а для междискового пространства — по зависимости (9):

$$t = \pi \cdot b \frac{r^2_{max} - r^2_{min}}{V}. \tag{9}$$

Для экспериментальной проверки соотношений (8) и (9) была применена установка, схема которой приведена на рис. 1. На рис. 1а приведена схема установки, которая моделирует межтарелочное пространство центробежного тарельчатого сепаратора ($r_{min} = 1{,}62 \cdot 10^{-2}$ *м*, $r_{max} = 3{,}75 \cdot 10^{-2}$ *м*, $\alpha = 35^\circ$, $b = (0{,}5 \ldots 1{,}25) \cdot 10^{-3}$ *м*).

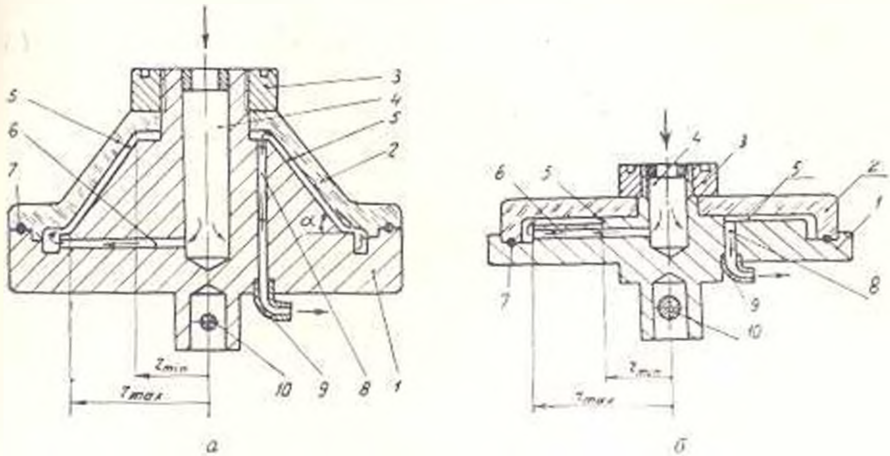


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: *1* — основание; *2* — крышка (прозрачная); *3* — зажимная гайка; *4* — внутренняя полость основания; *5* — межтарелочное пространство; *6* — канал; *7* — уплотнение; *8* — выводной канал; *9* — патрубок; *10* — штифт.

На рис. 1б приведена схема установки, которая позволяет исследовать движению жидкости между двумя дисками в поле центробежных сил инерции ($r_{min} = 1{,}62 \cdot 10^{-2}$ *м*, $r_{max} = 3{,}75 \cdot 10^{-2}$ *м*, $b$ = 10,4... 1,25)$\cdot 10^{-3}$ *м*). В экспериментах изменяли угловую скорость вращения в пределах (335 ... 1256) *рад/с*. Для привода использовали вертикальный вал сепаратора «Сатурн», угловую скорость вращения которого можно плавно изменять. В каждой серии опытов расстояние между тарелками (дисками) поддерживали постоянным, изменяя расход жидкости при определенной угловой скорости вращения.

Эксперименты проводили прозрачной и окрашенной жидкостями, следы которых можно визуально наблюдать через прозрачную стенку крышки (2). Четкость изображения потока жидкости достигали с помощью стробоскопического эффекта.

Полученные опытные данные приведены на рис. 2 и 3. На рисунках по оси абсцисс отложены расходы жидкости в единицу времени $V$, а по оси ординат — $t$ — время пребывания жидкости в межтарелочном (междисковом) пространстве. Сплошные линии на графиках соответствуют формулам (8) и (9). Рис. 2 относится межтарелочному пространству, который получен на установке 1а, а рис. 3 — междисковому пространству на установке 1б. Из опытных данных следует, что формулы (8) и (9) удовлетворительно описывают время прохождения жидкости межтарелочного и междискового пространства. Результаты опытов получены при угловой скорости вращения 942 *рад/с*.

Эксперименты показали, что в пределах (335 ... 1256) *рад/с* расход через конические и дисковые щели не зависит от угловой скорости вращения, а определяется площадью поперечных сечений этих пространств.

Используя (6), найдем уравнение производительности центробежного тарельчатого жидкостного сепаратора. Для этого, следуя [1—4], примем, что за время пребывания жидкости в рабочем пространстве отделяемая частица должна переместиться на расстояние $s$ между тарелками по нормали к оси вращения ротора сепаратора:

$$ds = v \cdot d\tau, \tag{10}$$

где $\tau$ — время пребывания разделяемой жидкости в объеме разделяющей зоны сепаратора; $v$ — относительная скорость движения расчетной частицы.

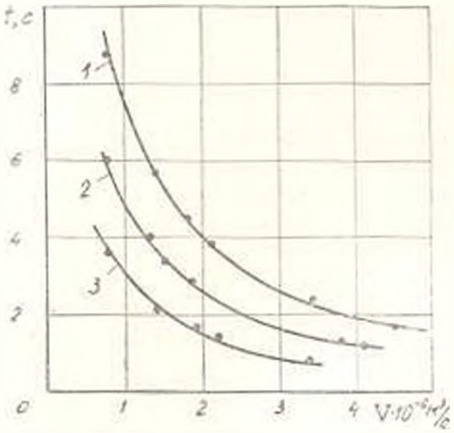


Рис. 2. Зависимость между временем пребывания жидкости в межтарелочном пространстве $t$ и расходом жидкости в единицу времени $V$ при: $1 - b = 0{,}5 \cdot 10^{-3}$ *м*; $2 - b = 0{,}85 \cdot 10^{-3}$ *м* и $3 - b = 1{,}25 \cdot 10^{-3}$ *м*.

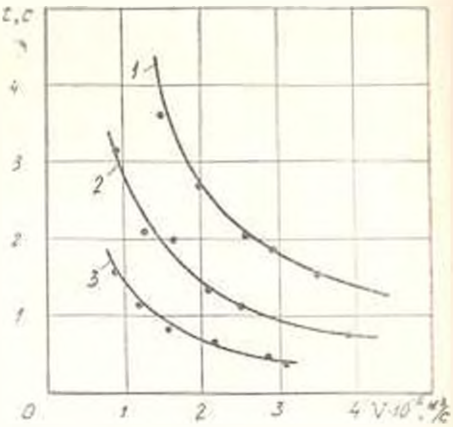


Рис. 3. Зависимость между временем пребывания жидкости в междисковом пространстве $t$ и расходом в единицу времени $V$ при: $1 - b = 0{,}4 \cdot 10^{-3}$ *м*, $2 - b = 0{,}8 \cdot 10^{-3}$ *м* и $3 - b = 1{,}5 \cdot 10^{-3}$ *м*.

Полагая, что жидкость распределяется между тарелками ротора сепаратора равномерно, определим элементарный объем разделяющей части конических тарелок с помощью (6) следующим образом: $\frac{2\pi}{\sin\alpha} \cdot z \cdot b \cdot \rho \cdot d\rho$, где $z$ — количество межтарелочных пространств.

Тогда:

$$d\tau = \frac{2\pi \cdot z \cdot b \cdot \rho \cdot d\rho}{V \sin\alpha}. \tag{11}$$

Относительную скорость движения частицы в радиальном направлении определим из закона Стокса [1—4]:

$$v = \frac{1}{18} \frac{\Delta}{\mu} d^2 \omega^2 \rho, \tag{12}$$

где $\Delta$ — разность плотностей дисперсной фазы и дисперсионной среды; $\mu$ — вязкость дисперсионной среды; $d$ — диаметр отделяемой частицы; $\omega$ — угловая скорость вращения ротора сепаратора.

Тогда на основании (11) и (12) уравнение (10) после интегрирования примет вид:

$$s = \frac{\pi}{27}\frac{\Delta}{\mu} d^2\cdot\omega^2\cdot z\cdot b\,\frac{r^3_{max} - r^3_{min}}{V\cdot\sin\alpha}. \qquad (13)$$

Имея в виду, что $\operatorname{tg}\alpha = \frac{s}{b}$ и $H = \frac{r_{max} - r_{min}}{\operatorname{tg}\alpha}$, где $H$ — высота тарелки, найдем:

$$V = \frac{\pi\cdot\Delta\cdot d^2\cdot\omega^2\cdot z\cdot H(r^3_{max} - r^3_{min})}{27\mu(r_{max} - r_{min})\sin\alpha} \qquad (14)$$

Ленинаканский педагог. ин-т
им. М. Налбандяна

30 IX 1982

Ձ. Ս. ԹՈՐՈՍՅԱՆ

## ՀԵՂՈՒԿԱՅԻՆ ԿԵՆՏՐՈՆԱԽՈՒՅՍ ԱՓՍԵԱՎՈՐ ՋԱՏԻՉՆԵՐԻ ԱՐՏԱԴՐՈՂԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՀԱՇՎԱՐԿԻ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Ա մ փ ո փ ո ւ մ

*Հետազոտությունների հիման վրա բերված է կենտրոնախույս ափսեավոր ջատիչների արտադրողականության բանաձևի արտածումը։ Ցույց է տրված, որ պտտման անկյունային արագությունը չի ազդում միջափսեային տարածության միջով անցնող հեղուկի ծախսի վրա։ Հեղուկի ծախսը կանխորոշում է միջափսեային տարածության ծավալը։*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *Бремер Г. И.* Жидкостные сепараторы.— М.: Машгиз, 1957.— 244 с.
2. *Соколов В. И.* Центрифугирование.— М.: Химия, 1976.— 408 с.
3. *Липатов Н. Н.* Сепарирование в молочной промышленности.— М.: Пищевая промышленность, 1971.— 400 с.
4. *Кук Г. А.* Процессы и аппараты молочной промышленности.— М.: Пищепромиздат, 1960, т. II.— 286 с.
5. *Сурков В.* Об автоматическом регулировании распределения жидкости в барабане сепаратора.— Молочная промышленность, 1958, № 8, с. 31—34.
6. *Смирнов В. И.* Курс высшей математики.— М.: Наука, 1974, т. II.— 656 с.

# ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Էջ

## ՄԵՔԵՆԱՇԻՆՈՒԹՅՈՒՆ



## ՇԻՆԱՐԱՐԱԿԱՆ ՄԵԽԱՆԻԿԱ



## ԷՆԵՐԳԵՏԻԿԱ



## ՀԱՇՎՈՂԱԿԱՆ ՏԵԽՆԻԿԱ



## ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՏԵԽՆԻԿԱ



## ՉԱՓՈՂԱԿԱՆ ՏԵԽՆԻԿԱ



## ՀԻԴՐԱՎԼԻԿԱ

# СОДЕРЖАНИЕ

Стр.

## МАШИНОСТРОЕНИЕ



## СТРОИТЕЛЬНАЯ МЕХАНИКА



## ЭЛЕКТРОТЕХНИКА



## ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ ТЕХНИКА



## ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА



## ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ ТЕХНИКА



## ГИДРАВЛИКА