

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

# ՏԵԴԵԿԱԳԻՐ ИЗВЕСТИЯ

АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ՏԵԽՆԻԿԱԿԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՍԵՐԻԱ  
СЕРИЯ ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК

#### ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒՆԻՒՒՒՄ

Աղոնց Հ. Տ. (պատ. խմբագրի տեղակալ), Ամուսնյան Ա. Կ.,  
Պատարյան Ա. Խ., Նղիազարյան Ի. Վ., Վասյան Ի. Վ., Խուզու-  
վերյան Վ. Մ., Նազարով Ա. Դ. (պատ. խմբագրի), Սիմո-  
նով Մ. Ջ., Փինաջյան Վ. Վ. (պատ. քարտուղար)։

#### РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

Анонц Г. Т. (зам. отв. редактора), Анян А. К., Гаспа-  
рян А. М., Егизаров И. В., Касьян М. В., Назаров А. Г.  
(отв. редактор), Пинаджян В. В. (отв. секретарь), Симо-  
нов М. З., Худавердян В. М.

ГИДРАВЛИКА

Н. В. ЕГИАЗАРОВ

К РЕШЕНИЮ ЗАДАЧИ О ТРАНСПОРТЕ НАНОСОВ И ЕГО  
 МОДЕЛИРОВАНИЯ. ПУТИ РАЗВИТИЯ НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
 ПО ДВИЖЕНИЮ НАНОСОВ

*Уравнение транспорта наносов.* Факторы, входящие в опубликованное автором [1—5] обобщенное критериальное уравнение расхода наносов:

$$\varphi \left( \frac{P}{\sqrt{I}}, \frac{N - N_0}{N_0} \right) = 0 \quad (1)$$

имеют следующее значение:  $P = \frac{K}{\tau q'}$  — средняя концентрация наносов по весу в воде по всему сечению потока;  $\frac{P}{\sqrt{I}}$  — модуль средней концентрации по аналогии с введенным Бахметевым модулем расхода  $\frac{q}{\sqrt{I}}$ ;  $N = \tau u$  — локальная энергия, затрачиваемая на преодоление сопротивления зерна, отнесенная к единице времени и поверхности.

Как будет видно ниже, связь между безразмерными комплексами ур. (1) линейная, т. е. модуль средней концентрации пропорционален относительному избытку энергии. Это ур. [1] явилось развитием уравнения (1949 г.):

$$\varphi \left( \frac{P}{\sqrt{I}}, \frac{\tau - \tau_0}{\tau_0} \right) = 0, \quad (1')$$

относящегося к частному случаю зоны квадратично обтекаемых зерен (крупные фракции наносов).

Невозможность определить относительную локальную скорость потока  $u$ , для слоя придонной мутности привела автора [1] к замене выражения  $\left[ \frac{N}{N_0} - 1 \right] = \left[ \frac{\tau u}{\tau_0 u_0} - 1 \right]$  через приближенные выражения

$$\left[ \frac{N}{N_0} - 1 \right] \approx \frac{u}{u^0} \left( \frac{\tau}{\tau_0} - 1 \right) = \xi \left( \frac{\tau}{\tau_0} - 1 \right) = \xi \left( \frac{s}{s_0} - 1 \right),$$

где скорость у зерна  $u > u_0$ ,  $u^0$  некоторая постоянная репрезентативная скорость.

\* Индекс  $u^0$  во всех обозначениях относится к условию трогания наносов (порогу трогания). Обозначения см. в конце статьи.

Благодаря введению  $\Lambda$  (ур. 1), вместо  $\tau$  (ур. 1'), (несмотря на отмеченную неточность в определении влияния  $u$ ), распределение многочисленных экспериментальных точек в координатной системе

$\frac{p''}{T_w}$  и  $\tau = \frac{\tau_0}{s_0} = \frac{s - s_0}{s_0}$  (рис. 1), по сравнению с координатной системой  $\frac{p''}{T_w}$  и  $\frac{s - s_0}{s_0}$  (рис. 2), показало резкое изменение положения точек, относящихся к мелким фракциям: оно привело к расположению всех точек около общей линейной зависимости, что указывает на правильность перехода от касательного напряжения (или иначе от влекущей силы  $s - s_0$ ) к энергии  $\Lambda$ , для того чтобы обобщить ре-

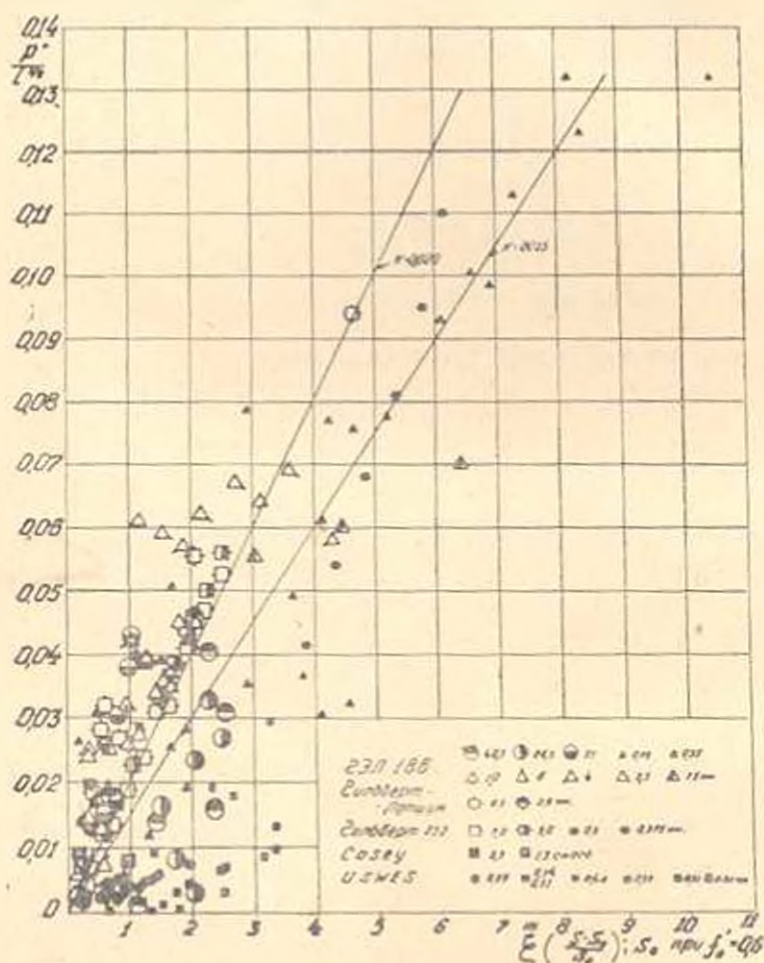


Рис. 1. Опытные точки разных лабораторий и исследователей при критерии по оси абсцисс  $\xi = \frac{s - s_0}{s_0}$ . Обозначения те же, что на рис. 3.

шение задачи на крупные и мелкие фракции (большие и малые точки (рис. 1 и 2). Но рис. 1 показывает некоторую оставшуюся сортировку

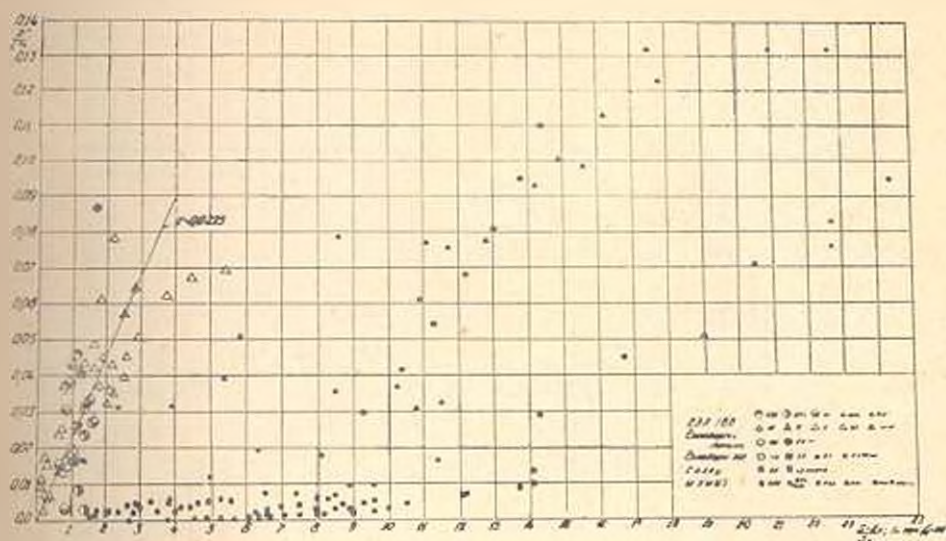


Рис. 2. То же при критерии по оси абсцисс  $\frac{z - z_0}{z_0} = \frac{S - S_2}{S_2}$ . Обозначения те же, что на рис. 3.

ку точек по крупности зерен для фракций переходной зоны, как результат приближенного определения  $N$ .

В новом развитии этого исследования [4, 5] удалось определить  $n$ , и ввести в уравнение гидравлическую крупность свободного ( $z_0$ ) и стесненного падения ( $z(p)$ ), что автоматически вводит влияние как крупности фракции, так и формы зерен и сложных условий их обтекания.

Таким образом, преобразованное критериальное уравнение (1), учитывая, что  $z = \gamma Ri$ , а  $z_0 = f_0 (\gamma_m - \gamma)$  и  $n_r = z(p)$ , а  $n_{or} = z_0$ , принимает следующий расчетный вид [4, 5]:

$$\frac{p^2}{1 - z} = k \frac{z(p)}{z - f_0} \cdot \frac{Ri}{\gamma' d} \left[ 1 - \frac{z - f_0}{z(p)} \frac{\gamma' d}{Ri} \right]. \quad (2)$$

На рис. 3 показано расположение тех же экспериментальных точек большого числа исследователей в новой координатной системе. Как видно сортировки точек по размерам уже нет, хотя разброс точек неизбежно большой.

В привычной критериальной форме по теореме Букингэма это уравнение напишется:

$$z(p'', p, \gamma', Fr_R, Fr_d, Re_d, Re_{or}) = 0. \quad (3)$$

Эти семь обычных критериев могут быть приведены к двум отмеченным выше безразмерным комплексам (см. ур. 1), что дает возможность простого графического представления опытных точек (рис. 1—3).

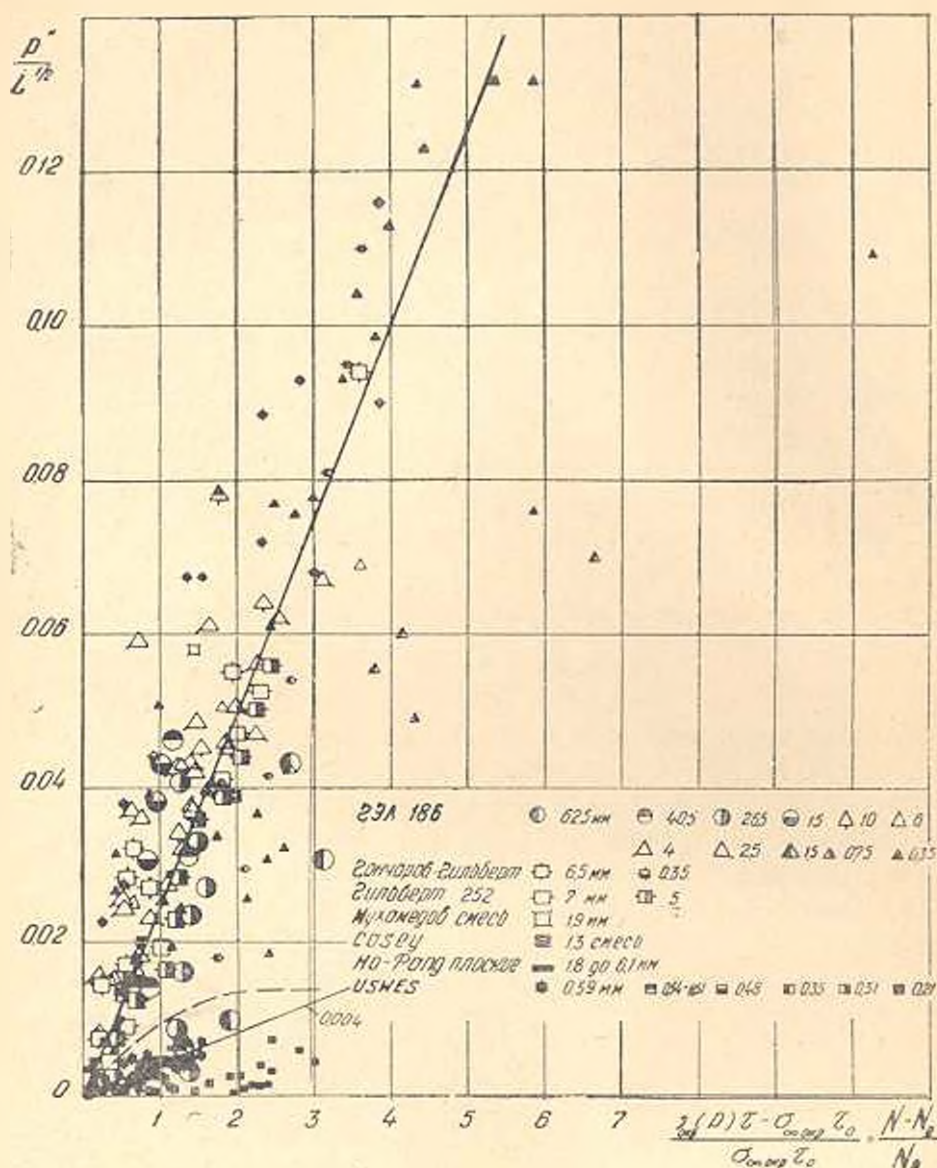


Рис. 3. Опытные точки разных лабораторий и исследователей в новой критериальной координатной системе. 0—Гидроэлектрической лаборатории отчет 186; 1—Гильберта и обработка Гончарова-Липинина; 2—Гильберта; 3—Мухомедова—смесь; 4—Казя. 5—Хо-Паша—очень плоские зерна; 6—USWES. Крупные точки—зерна зоны квадратичного обтекания; мелкие точки—переходная зона обтекания—мелкие фракции.

То обстоятельство, что два безразмерных комплекса уравнения (1), имеющих физический смысл, являются комбинарованными критериями подобия, дает возможность широко экстраполировать полученное по лабораторным данным уравнение расхода наносов (2) и применять для природы. Эти же критерии дают возможность определения

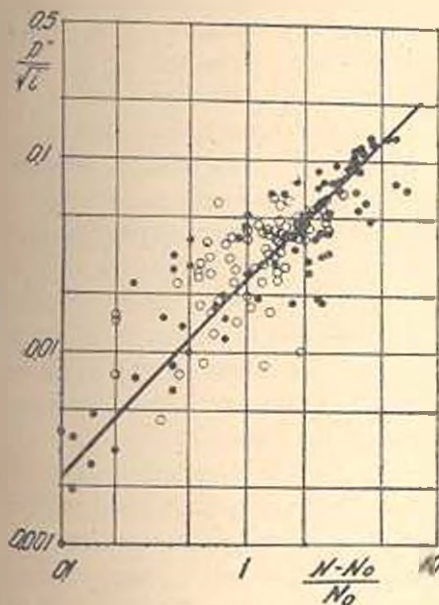


Рис. 3а. То же, что рис. 3, но в логарифмических шкалах.

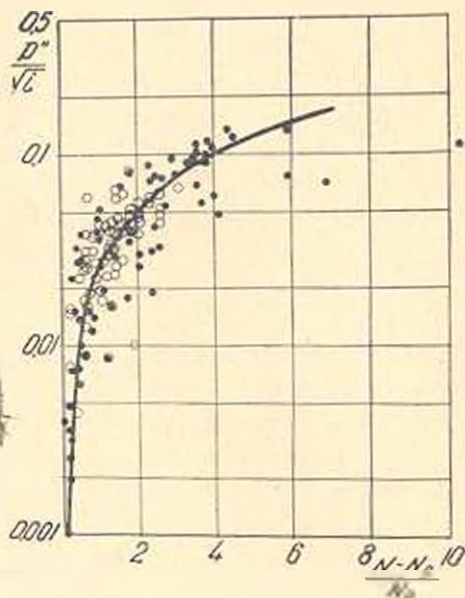


Рис. 3б. То же, что рис. 3, но в полулугарифмических шкалах.

условий моделирования на размываемых моделях для всех крупностей натурных и модельных наносов.

*Начальные условия движения наносов—условия трогания—порог трогания. Сальтация.* При сальтации траектория зерна получает направление в сторону движения всего потока после переформирования поверхностных слоев наноса и завершения подъема зерна поперек потока. Продольная скорость зерна  $u_x$  до получения им движения в направлении потока практически равна нулю. Начальному движению зерен в направлении потока соответствует взаимное расположение зерен на поверхности наносов, отличное от их положения в состоянии полной их неподвижности.

Деформация зернистой массы не может происходить без изменения объема, которое Рейнольдс (1885 г. л 6) называл «дилатацией». Зернистая масса в статическом состоянии не может быть подвергнута сдвигу без некоторого расширения, дилатации. Поэтому приложение сдвигающей силы (shear), вызывающее дилатацию, приводит к значительному уменьшению объемной концентрации. Если зернистая масса состоит из смеси зерен разной крупности, то в такой смеси дилатация, вызванная сдвигом мелкой фракции, приводит к относительно незначительному изменению общей концентрации. Если поры между частицами заполнены водой, то может осуществиться вся гамма не только количественных, но и качественных изменений, с переходом от Ньютоновской жидкости с наносами, к структурной жидкости, к пастам и к твердому телу, т. е. происходит переход к области изучаемой реологией [7].

В механике грунтов насыщенную водой зернистую массу называют грунтовой массой. Если к грунтовому скелету приложить сдвигающую силу, то частицы уложатся плотнее, если поры не будут заполнены водой. В противном случае, так как отфильтрование воды не может произойти сразу, то частицы теряют взаимный контакт, и вместо плотно уложенной системы частиц вся грунтовая масса превращается в суспензию. Однородные водонасыщенные мелкозернистые песчаные грунты обладают способностью под внешним воздействием (удар, вибрация, сдвиг, взрыв) переходить в состояние разжижения и приобретают свойства, аналогичные свойствам вязкой жидкости с гидростатической энурой давления. Существует порог разжижения, т. е. определенной интенсивности динамического воздействия, по достижении которого наступает разжижение. Для потока с наносами на дне — это «порог трогания».

Эти существенные для дальнейшего положения давно уже являющиеся достижениями механики грунтов, не использованы наукой о транспорте наносов. Эти положения приводят к необходимости использовать еще одну сопредельную дисциплину — теорию и эксперимент по суспензии, по взвешиванию частиц в нисходящем потоке жидкости.

Сальтация или скачкообразное перемещение вдоль потока зерен слагающих русло, связана с большим значением подъемной силы при плотной укладке зерен, и с инерцией этих зерен после получения импульса. Импульс этот кратковременен, так как длится от момента первой подвижки зерна до потери им контакта.

Подъемная сила, как показал произведенный автором анализ

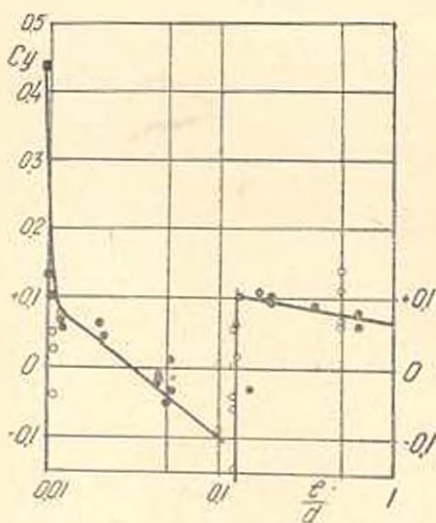


Рис. 4. Зависимость  $C_y = \varphi\left(\frac{l}{d}\right)$  по экспериментальным точкам Дементьева.

опытных данных Дементьева [8], велика при защемлении зерен и резко падает при нарушении контакта между зернами или со стенкой, т. е. зависит от расстояния  $l$  между зернами. Следовательно коэффициент подъемной силы  $C_y =$

$\varphi\left(\frac{l}{d}\right) = \varphi(\lambda)$ , т. е. зависит от линейной концентрации (рис. 4).

Явление сальтации проанализировано теоретически Гончаровым [9] для квадратично обтекаемых зерен и обобщено автором для общего случая обтекания, т. е. для всех фракций [2, 4, 5]. Для сальтации в воздухе теоретический анализ произведен также Бегнольдом [10, 11] и Калинске [12], но вне зависимости от режима потока, т. е.

от  $n = \frac{v_a}{v_{a*}}$ . Полученное автором уравнение имеет следующий вид:

$$\frac{y_c}{d} = \text{const} \frac{\rho_m}{\rho C_s} \lg \left| \text{const} \frac{C_s}{\rho_m \rho} (2n^2 - 1) + 1 \right|. \quad (4)$$

Теоретическое выражение для высоты сальтации ( $y_c$ ) качественно и приближенно количественно отвечает наблюдениям и опыту, и показывает, что сальтация тем выше, чем больше крупность зерен, чем больше вес, и зависит от режима. По соотношению сальтации в дилатных условиях к сальтации при полной турбулентности можно определить объемную концентрацию ( $\rho$ ) слоя придонной мутности, интерполируя между предельными значениями этой концентрации, которые известны.

Совершенно ясно, что сальтация способствует развитию дилатации зернистой массы. При этом существенно, что небольшое увеличение линейной дилатации при сальтации влечет за собой очень большое объемное расширение, т. е. большое дополнительное изменение концентрации. Поэтому отмеченная небольшая высота сальтации для мелких фракций имеет даже для воды с наносами, при  $\rho' = 1,7$ , и для открытого потока, достаточно большое значение.

Слой придонной мутности или концентрации достаточно резко выражен и определяется условиями дилатации и сальтации. Следовательно толщина его поддается приближенному расчету по линейному размеру дилатации и по расчету высоты сальтации. Иначе обстоит дело с мелкими и неоднородными фракциями, где сальтация незначительна и где размеры дилатации определяются самыми мелкими частицами смеси. Для таких неоднородных смесей с незначительной сальтацией, и с дилатацией определяемой мелкими фракциями, концентрация слоя придонной мутности приближается к концентрации нижележащей неподвижной зернистой массы, т. е. эта концентрация очень велика.

Эти теоретические результаты подтверждаются теперь многочисленными опытами разных исследователей [18]. По отмеченным выше длинам сальтация затухает при переходе от размера частиц в 2 мм к размеру 0,2 мм и чистая сальтация без взвешивания наблюдается при  $d > 2$  мм.

*Распределение скоростей потока по вертикали, при движении наносов.* Классические опыты Бегнольда [10] с распределением скоростей потока по вертикали при движении песка под воздействием струн воздуха, при очень больших значениях  $\rho'$ , хорошо известны, но не нашли применения для потока каплевой жидкости, так как не были обобщены для условий перемещения наносов в воде. Новые его же опыты с водой [11] позволяют произвести такое обобщение и даже для очень малых значений  $\rho'$ . Эти результаты до сих пор не нашли отражения в исследованиях по транспорту наносов. Легкие зерна

( $\rho' = 0,004$ ) и новый замечательный прибор для измерения скоростей в слоях большей мутности, сконструированный Бегнольдом [13], дают возможность более точного измерения скоростей потока при движущихся наносах.

Кривые скорости  $u(y)$  для различных значений  $n = \frac{v_{*c}}{v_{*b}}$  сходятся в общем фокусе, в точке для которой  $n > 0$  (при неподвижных зернах этот фокус располагается, как обычно, на оси ординат, при  $n=0$ ). Скорость  $u > 0$  практически постоянна для движущегося слоя придонной мутности.

На полулогарифмическом графике (рис. 5), также как и на графике в простых шкалах (рис. 6), пунктирные линии изобража-

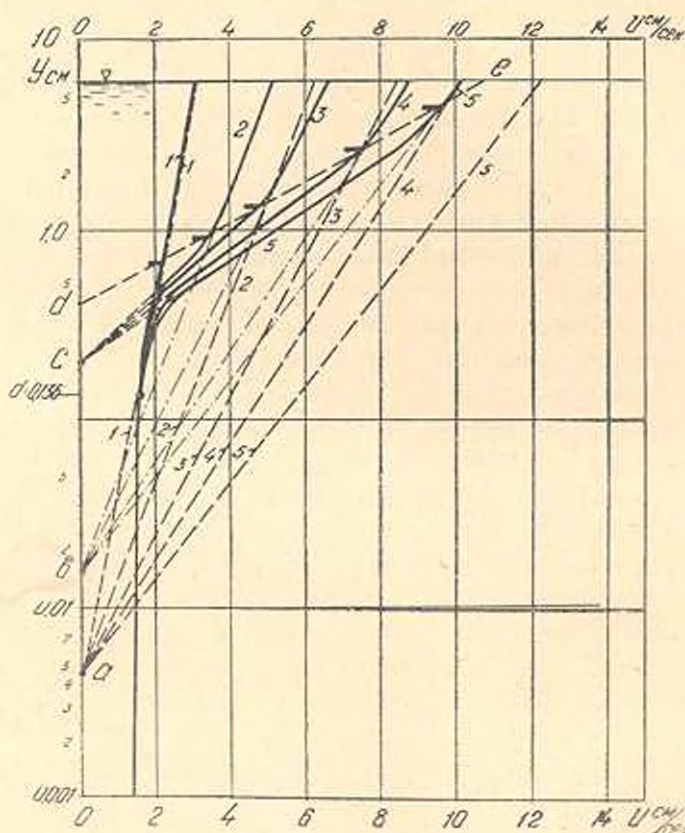


Рис. 5.  $u(y)$  в полулогарифмике (Бегнольд) для  $d = 0,136$  см при  $\rho' = 0,004$ ; кривая 1 при  $v_{*c} = 0,18$  см/сек; 2 при  $v_{*c} = 0,35$ ; 3 при  $v_{*c} = 0,49$ ; 4 при  $v_{*c} = 0,57$ ; 5 при  $v_{*c} = 0,69$ . Сплошные кривые  $u(y)$  при движении наносов; пунктирные — при жестком зернистом русле; горизонтальные черточки показывают уровень потолка взвешивания. Опытные точки, по которым построены кривые — см. рис. 7 [11].

жают  $u(y)$  для неподвижных наносов. На рис. 5 угол пунктирных прямых определяет величину  $v_{*c} = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}}$ . Направление этих прямых сохраняется при движении наносов в верхней части вертика-

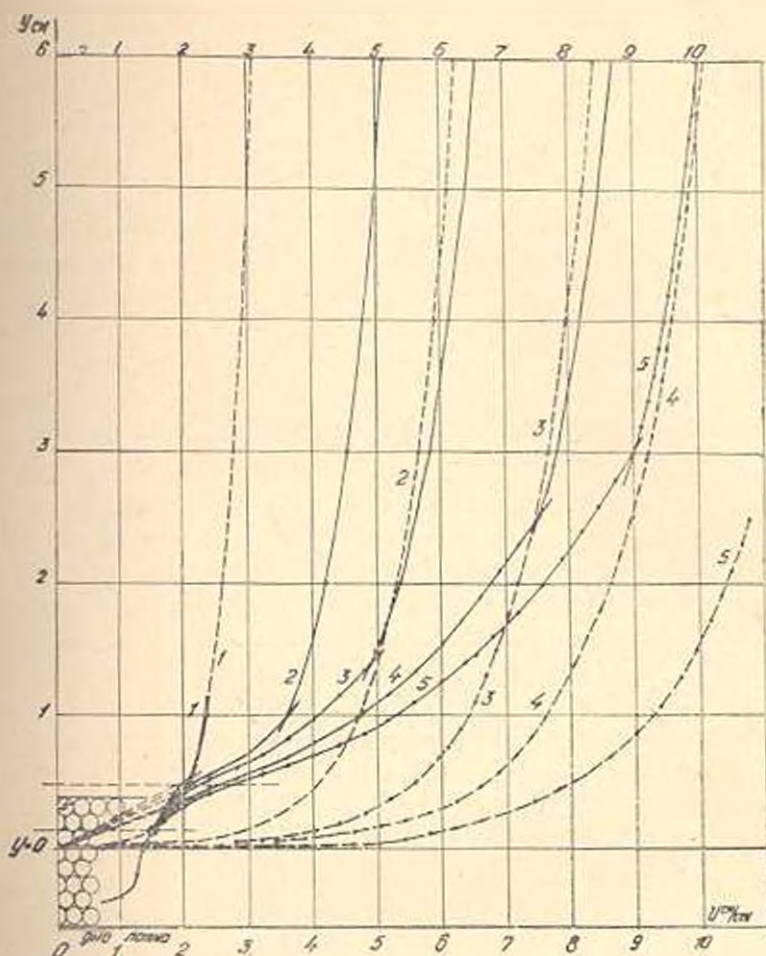


Рис. 6.  $u(y)$  для опыта рис. 5 в обычных шкалах (перестроена автором).

ли, от свободной поверхности до потолка взвешивания (горизонтальные черточки на рис. 5). Ниже потолка взвешивания кривые  $u(y)$  приобретают уклон значительно больший чем определяемый величиной  $u_*$ , что указывает на заметное уменьшение скоростей потока на этих глубинах, по сравнению с условиями при неподвижных наносах.

Независимость скорости потока в придонном слое от режима ( $u$  у фокуса и ниже фокуса (рис. 6а) очень существенна, так как такая независимость может получиться только при независимости концентрации ( $p$ ) в этом слое от ( $u$ ), а следовательно и от  $u_*$  и от  $u$ .

Для обычных наносов, при  $u' = 1.7$ , картина значительно менее резко выражена, чем на рис. 5, 6. Потолок взвешивания значительно ниже и большая концентрация характерна для придонного слоя, толщина которого значительно меньше. Но физика процесса остается принципиально той же, что и при малых значениях  $u'$ .

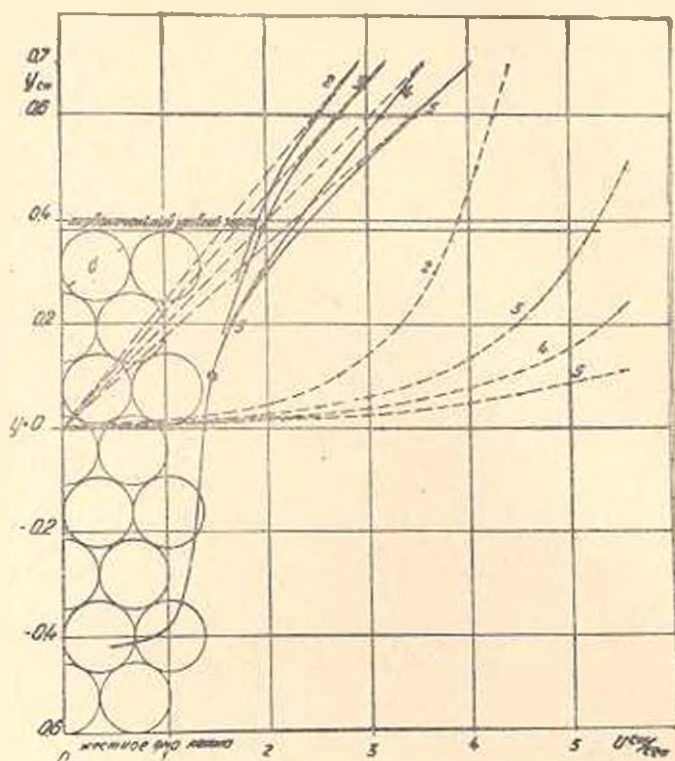


Рис. 6а. То же, что рис. 6 у дна.

Обобщение результатов исследований по суспензиям на обычные потоки с наносами, и гидравлическая крупность стесненного падения. Все что изложено было выше приводит к возможности отождествить слой придонной мутности открытых и напорных наносонесущих потоков, с суспензией в вертикальном восходящем токе жидкости. Такое предлагаемое пишущим обобщение, обоснованное опытом ряда наук, позволяет использовать все то, что уже достигнуто в науке о суспензиях, как в теоретической так и в экспериментальной части, для теории движения наносов и интересующих нас потоках. Самое существенное в этом обобщении, это возможность выразить относительную скорость потока по отношению к зерну через гидравлическую крупность стесненного падения зерен. Как теория фильтрации через деформируемый зернистый скелет, так и теория суспензий позволяют считать  $u_p = \tau(p)$  [14] и как следствие, как частный случай, для условий трогания:  $u_{p0} = \tau_{\infty}$ . Так как  $\tau = \varphi(C_x)$ , а  $C_x = \varphi(Re_{d0}, p)$ , то для определения  $\tau = \varphi(Re_{d0}, p)$  можно использовать зависимости, полученные Минцем, Кохенделара, Гаспаряном, Смирновым (14, 15, 16, 17) и рядом других исследователей для суспензий и зернистых сред.

Степень изученности вопроса о транспорте наносов и о рус-

ловых формах. Все изложенное выше относится к максимальной транспортирующей способности потока для заданных гидравлических параметров, для заданной гранулометрии русла, для не имеющих сцепления зерен.

Трудность перехода к наносам имеющим сцепление заключается в отсутствии достаточных данных для определения касательного напряжения трогания  $\tau_0$  и скорости  $v$  стесненного и свободного падения тех агрегатов, которые образуют частицы, обладающие сцеплением. Так как при наличии сцепления, уравнения (2) по существу не меняются, то при наличии данных о  $\tau_0$  и  $v$  для грунта с сцеплением, задача о максимальной транспортирующей возможности может быть решена. То же относится и к решению задачи, когда слой придонной мутности превращается в пластическую массу: необходимо к  $\tau_0$  добавить напряжение начального сдвига  $\tau_*$  по Шведову-Бингхаму, и следовательно разности  $\tau = \tau_0 + \tau_*$  уменьшится: уменьшится и  $P''$ ; здесь  $\tau_0 = \tau_* + \tau$ .

Но остается нерешенным еще очень существенный вопрос о реальном, действительном расходе наносов, который во многих случаях значительно меньше, чем предельный возможный по уравнению (2), благодаря естественной отмошке русла при неоднородной крупности наносов. Для решения этой задачи необходимо морфологическое и гранулометрическое исследование донных отложений и размывов вместе с анализом уклонов и переломов продольного профиля рассматриваемого водотока. Необходимы также исследования в лабораториях и в натуре по определению величины соотношения в количествах и размерах основной мелкой фракции и размерах и количествах фракции, образующей естественную отмошку для каждого рассматриваемого случая.

При наличии таких данных и данных о ходе паводков, т. е. данных о гидрографе за ряд характерных периодов по смене маловодных и многоводных лет, можно, пользуясь приведенными выше уравнениями, определить расход наносов при расходах воды не нарушающих естественную отмошку и расход наносов, когда отмошка нарушена паводком [18].

Автором сделана попытка использовать уравнение (2) для случая водокаменного селевого потока при движении наносов вплоть до очень крупных камней и при очень широкой по своей неоднородности смеси фракции по крупности [19]. Расчет приходится вести пофракционно.

Но для того, чтобы сопоставить такой расчет с натурой, при измеренных объемах отложений и размывов, а следовательно при наличии данных об объеме отдельных фракций прошедших данный створ за весь катастрофический паводок, необходимо преобразовать уравнение (2). При крупных фракциях катастрофического паводка можно упростить уравнение (2), и от мощностей  $N$  перейти к касательным напряжениям  $\tau$ . Т. е. перейти к уравнению (1'):

$$\frac{p''}{\sqrt{i}} = k \frac{1}{f_0} \frac{Ri}{\varphi' d} \left[ 1 - f_0 \frac{\varphi' d}{Ri} \right]. \quad (1')$$

При переходе к объемам, уравнение напишется для каждой отдельной фракции с индексом  $(i)$ , так:

$$\frac{p_i}{\sqrt{i}} = \frac{V_{Gi}}{V_{Qi}} \frac{\varphi'}{\sqrt{i}} = \text{const} \frac{R_{mi} \cdot l}{d_{mi}} \left[ 1 - \text{const} \frac{d_{mi}}{R_{mi} l} \right], \quad (5)$$

где индекс  $(m)$  означает среднее значение для данной фракции  $(i)$ .  $R_{mi}$  вычисляется в соответствии с расходами воды по гидрографу паводка.

Результаты сравнения были положительными. Вычисленные значения оказались того же порядка, что и измеренные в натуре. Это означает, что для катастрофического паводка влияние отмытки незначительно.

Нет принципиальных затруднений в решении задачи при необходимости исследования грязевого селевого потока, т. е. потока с мелкими фракциями и следовательно в использовании уравнения (2) без упрощения. Но в этом случае будет иметь место переход к пластической массе и окажется необходимым определять вязкость такой массы. То же относится и к перемещению в такой пластической массе крупных камней, т. е. к грязе-каменному потоку.

Из всего изложенного следует, что русловой процесс и русловые формы определяются сменой расходов воды паводка и свойствами суспензированного слоя придонной мутности и его вязкостью, т. е. его концентрацией.

*Влияние методов исследования на развитие теоретических представлений о движении наносов.* Предложенное автором приближенное решение задачи о предельном расходе наносов, для любых концентраций и условий обтекания и крупностей фракций, оказалось осуществимым благодаря применению метода критериальных связей, основанного на теориях подобия и размерностей, и благодаря удавшейся попытке осуществить предельно возможное комбинирование (ур. 1) обычных критериев подобия теоремы Букингэма (ур. 3); при этом, что очень существенно, эти новые комбинированные критерии имеют свой собственный физический смысл.

Например критерии  $Fr_{\text{ср.}}, Re_{\text{ср.}}, Re_{\text{ср.}}^2$  и симплекс  $\varphi'$  (см. ур. 2). Приводят к комбинированному критерию подвижности  $\frac{N}{N_0} = \frac{\tau(p)}{2\omega f_0} \frac{Ri}{\varphi' d}$ , физический смысл которого: относительная энергия потока у зерна.

По этому пути (1949 г.) оказалось возможным, не имея замкнутой системы дифференциальных уравнений извеснесущего потока получить критерии подобия и разработать изложенный здесь метод, практически применимый для инженерных расчетов транспорта наносов.

На путь образования безразмерных критериев в 1957 г. стал и

Великанов [20], который в многочисленных предыдущих работах пытался решать задачу гидромеханически, и методами теории вероятностей и математической статистики, аналогичными исследованиям Х. Эйнштейна и Поляна (Швейцария—США).

Для решения задачи о профиле мутности Великанов разработал так называемую гравитационную теорию взвешивания, для потоков с малой концентрацией, в которой попытался учесть влияние работы потока, затрачиваемой на взвешивание. Им получены кривые для распределения относительной концентрации по глубине при разных значениях некоторого безразмерного параметра (аналогичного, но не равного параметру  $z$  диффузионной теории взвешивания Обриена-Роуза (США)).

Строгая проверка всех таких решений (как в СССР, так и за рубежом) оказалась невозможной, так как точность измерений мутности в точке и на вертикали, как в лабораториях, так и в натуре для этого совершенно недостаточна.

Наибольший интерес представляет мутность на вертикали у дна, где она небольшая, но таких измеренных данных не имеется в мировых исследованиях соответствующих гидрометслужб. Вместе с тем исследования на р. Снек и ряда других [21, 22], и дискуссия по статье Бувара [23] показали, что недоучет в измерениях может достигать 100% и более, а ошибка измерений концентрации в точке может превышать 20%.

Гончаров [9] отмечая, что в рациональной теории турбулентного потока Прандтля-Кармана (в СССР эту теорию называют полуэмпирической) не рассмотрен механизм турбулизации потока возмущениями порождаемыми руслом, попытался ее учесть и опубликовал в 1938 году, а затем в 1954 г. свою рациональную теорию турбулентного потока [9]. В результате получена несколько иная кривая распределения скоростей потока по глубине, чем логарифмика Кармана, но также логарифмическая кривая.

На этой основе, определяя высоту потолка взвешивания, среднюю мутность на вертикали и групповую скорость зерен, на базе чрезвычайно многочисленных и тщательно проведенных опытов, Гончаров получает уравнение для расхода наносов, для крупных фракций квадратично обтекаемых, которые также можно считать полуэмпирическим. Гончаров переходит к мелким фракциям, вводя соотношение гидравлических крупностей, но не вводя зависимости коэффициента сопротивления движущегося придонного слоя от числа Рейнольдса, как это сделано автором. Для расчетных целей формулы Гончарова, впервые опубликованные еще в 1938 г., пользуются в СССР наибольшим применением.

В 1953 г. Франклю [24, 25] удалось составить совершенно строгие, без допущений, дифференциальные уравнения взвесенесущего потока, числом 14, рассматривая фазы раздельно и учитывая их взаимодействие. Но для замыкания этой системы недостает 10 уравнений.

Франклю удалось замкнуть эту систему только для крайнего частного случая, если рассматривать взвешивание как диффузию, для которого Маккавеев дал решение еще в 1931 году [26].

Но все эти решения не могут привести к возможности инженерного расчета руслового процесса, связанного в придонном слое с большей концентрацией и для любых по размеру крупностей зерен.

Делаются попытки провести такое экспериментирование, которое позволило бы получить поле концентрации и скоростей, определить разницу между скоростями движения частиц жидкости и зернами наноса [27], для того, чтобы получить данные для составления недостающих уравнений и замкнуть всю систему дифференциальных уравнений.

По существующие методы измерений не дают возможности получить сколько-нибудь надежные данные.

Примененная для этого [27] скоростная кино-съемка при легких зернах не дает возможности экспериментировать с концентрациями больше 2—3% у дна, и приводит к ошибкам в 50—100%.

По этому же пути, пока не имеющему перспектив, предполагают развивать трудоемкие исследования [28] также в целях замыкания системы уравнений Франкля. Но все такие попытки не могут дать результатов, если не будет осуществлена революция в методах измерений.

Необходимо отметить интересные опыты [8], которые дают возможность суждения о коэффициенте сопротивления подъемной силы  $C_p$  в зависимости от расстояния между зернами и от дна (см. рис. 4), что чрезвычайно важно при рассмотрении равновесия частицы на дне (см. выше — Начальные условия трогания и [1]).

*Моделирование русловых процессов.* Изучение русловых процессов и русловых форм еще не может быть полностью охвачено расчетом, поэтому неизбежны исследования эмпирического характера. Такие работы являются особенностью старых индийских натурных и лабораторных исследований (Пенджаб и Пуна) школы Кенеди-Ласея-Инглиса, а у нас школы Средне-Азиатской (лаборатория Синири, ВНИИГМ и Алтунин). Делаются попытки сближения эмпирической и теоретической школ, но пока без решающих результатов.

По этой же причине нельзя отказаться и от лабораторных исследований на пространственных моделях с размываемым руслом. До последнего времени, в Европе, как для расчета расхода наносов, так и для определения множителей подобия и масштабов на модели применялась эмпирическая формула Мейер-Петера (Швейцария), решающая задачу только для крупных квадратично обтекаемых наносов автомобильной зоны. Новая формула Мейер-Петера (1949 г.), также как и упрощенное для этих условий уравнение [1'], дают зависимость расхода наносов от разности касательных напряжений режима и усло-

ний трогания. Такое моделирование приводит к линейному (геометрическому) масштабу для наносов, что было получено Кампшелем еще в 1934 году.

Для мелких фракций неквадратичного обтекания такое решение неприменимо, наносы не могут моделироваться линейно (геометрически).

Но теория критериальных связей и полученное на такой основе полное уравнение (2) позволили подойти к решению задачи и для мелких фракций, и для легких модельных наносов, и определять величину необходимого искажения масштаба крупности зерен по сравнению с геометрическим.

Поэтому лабораторное моделирование может проводиться теперь с большей уверенностью в результатах, чем до сих пор, с использованием полных, обобщенных, комбинируемых критериев подобия, приведенных выше [29, 1—1956 г., 4].

Поступила 3.1.1960

### О б о з н а ч е н и я

$i, I$  — уклон

$g^*$  — расход наносов весовой под водой

$g^*$  — жидкий расход весовой

$p = \frac{g^*}{g}$  — содержание наносов (мутность, концентрация) среднее для сечения

$p$  — объемная концентрация слоя придонной мутности в долях единицы

$m$  — порозность  $= 1 - p$

$\tau$  — касательное напряжение = удельной влекущей силе  $s$

$\gamma_m$  — удельный вес наносов;  $\rho_m$  — плотность наносов

$\gamma$  — удельный вес жидкости;  $\rho$  — плотность жидкости

$$\rho' = \frac{\rho_m - \rho}{\rho} = \frac{\gamma_m - \gamma}{\gamma}$$

$d$  — диаметр зерен

$R$  — гидравлический радиус

$C_y$  — коэффициент сопротивления подъемной силы

$C_x$  — коэффициент сопротивления лобовой силы

$u$  — локальная скорость на высоте  $y$  (на высоте зерна)

$\bar{u}$  — средняя скорость потока по сечению

$u_r$  — локальная относительная скорость потока

$u_m$  — скорость зерен наносов

$$v_* = \sqrt{\frac{\tau}{\rho}} = \sqrt{g R i}; \quad u = \frac{v_*}{v_{*m}}$$

$\lambda$  — коэффициент сопротивления жесткого русла

$f_0$  — коэффициент трения между зернами

- $f_0$  — коэффициент сопротивления подвижного русла  
 $z_\infty$  — гидравлическая крупность в безграничной среде  
 $z(p)$  — гидравлическая крупность стесненного падения  
 $l$  — щель между зернами и дном  
 $y$  — расстояние от дна (от  $y=0$ )  
 $y_c$  — высота сальтации  
 $Fr_{*d}$  — число Фруда отнесенное к потоку и к  $v_*$   
 $Fr_{*d}$  — " " " " к зерну и к  $v_*$   
 $Re_{*d}$  — число Рейнольдса отнесенное к зерну и к  $v_*$   
 $Re_d$  — число Рейнольдса отнесенное к зерну и к  $u_d$  — локальной относительной скорости обтекания  
 $N = \tau u_*$  — локальная энергия у зерна.

Индекс ноль означает, что величина относится к условиям течения.

#### Ի. Վ. ԵԳՆԱԶԱՐՈՎ

ՋՐԱՎԵՐՈՒՄՆԵՐԻ ՏԵԼԵՓՈՆԱՆ ԵՎ ՆՐԱՆՑ ՄՈՒԷԼԱՑՄԱՆ ԽՆԴԻՐ  
 ԼՈՒՑՄԱՆ ՄԱՍԻՆ, ՋՐԱՎԵՐՈՒՄՆԵՐԻ ՇԱՐՔՄԱՆ ԿԻՏԱԿԱՆ  
 ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԶԱՐԳԱՑՄԱՆ ՈՒՂԴՆԵՐԸ

#### Ա. Մ Փ Ո Փ Ո Ն Ո Վ

Դիտվում է (1) հալուանշական (կրիտերիայ) հալաատրումից [1—3] ջրաբերականների տեղափոխման համար ստացված (2) նոր հալաատրումը, որը կապ է հաստատում հատակում ջրաբերականի մասնիկի մաս —  $\frac{N - N_0^*}{N_0}$  հոսանքի տեղափին տեսակարար էներգիայի հարաբերական հափելուրդի և  $\frac{p''}{i}$  կապված քում ջրաբերականների միջին կոնցենտրացիայի մոդուլի միջև:

Նոշափող լուծման  $\tau$  և հատակում մասնիկի մաս  $u$ , հոսանքի հարաբերական տեղափին արագություն միջոցով  $N$ -ի որոշման արդյունքը (1) հալուանշական հալաատրումը փոխակերպում է (2) հալաատրման [4, 5]:

Հեղուկի փերընթաց հոսանքի մեջ կոշտ մասնիկների սուսպենդիայի հետադրատվումների արդյունքների բնդհանրացումը ադատ մակերևութով սովորական հոսանքի համար, հեղինակին թույլ է տալիս հարաբերական  $u$ , արագությունը արտահայտել կոշտ մասնիկների ադատ անկման արագության (2.) և ճնշված անկման արագության  $z(p)$  միջոցով [14—18]:

Այդ պատճառով, ինչպես և ելնելով  $\tau = \gamma R t$  և  $\tau_0 = f_0 (\gamma_0 - \gamma) d$  հալաատրումներից, հաջորդեց (1) հալաատրումը բերել (3) հաղվաին տեսքին,  $\frac{p''}{V i}$

\* Բոլոր մեծությունների չեղյուղում զրո ինդեքսը վերաբերում է հոգվածում ջրաբերականների մասնիկների սկզբնական շարժման պայմաններին:

և  $\frac{N}{N_0}$  չափանիշների դժային կապով, որը ստացված է տարրեր հետադադար-

ների մեծ թվով փորձնական կետերով (նկ. 3): Կձ. 1-ում, 2-ում ցուցադրված են այլ հետադադարության նախնական բնթագաշրջանը:

Ախտահան դիտվում է ջրաբերուկների շարժման պայմանները, տեղաշարժման պայմանները, հատկապես ճերտի դիստացիան՝ շոգափող լարման աղեղնությունը՝ առկա ղեֆորմացիայի դեպքում (6, 7) և անալոգիան ջրկապած գրունտային մասնային հետ:

Դիտվում է նաև (4) հափտարտմով արտահայտվող կոշտ մասնիկների աղտոցիայի պարմանները, ալտուղ 3-ն սալաացիայի բարձրությունն է [2, 9, 10, 13], որի մեջ մասնիկների ջրահոսման պայմանները որոշվում են C, հակառակին դիմադրության և C<sub>y</sub> բարձրացնող ուժի գործակիցների նշանակություններով: C<sub>y</sub> գործակիցը խիստ կախվածություն մեջ է կոշտ մասնիկների միմյանցից ունեցած հեռավորությունից (նկ. 4 և [8]):

Հատկապես մասնային դիստացիայի և աղտոցիայի պայմանները թույլ են ապրի որոշելու շերտի պղտորքի ծավալային կոնցենտրացիան (p):

Բեղնույթի փորձերը [11, 13] ջրաբերուկների շարժման դեպքում բոլոր բարձրության հոսանքի արագության բաշխման կապակցությամբ, հանդիսանում են վերը կատարված բնդհանրացումների հաստատումը:

Հոգիվածի երկրորդ մասում դիտվում է ջրաբերուկների տեղափոխման երևույթի և հունի ձևի աղեղնության [18] ուսումնասիրման աստիճանը և նշվում է հեղինակի գրական փորձը բնդհանրացնելու բարախառն սեղափայլին հեղեղաշրթրի ջրաբերուկների դուրս տարման և նստվածքի դեպքերի (1) հափաարտմը, ալն օգտապորձիկի դարձնելով ամբողջ հեղեղաշրթի նման նրստվածքի ծավալներին և հաշիվները տանելու բոլոր փրակցիաների՝ համաձայն (5) հափաարման [19]:

## ЛИТЕРАТУРА

1. Егуазаров Н. В. Расход пелекомых потоком наносов. Изв. АН АрмССР, 1949, № 5. К определению начальной всплывшей силы. То же, 1950, № 1. Расход допных наносов ДАН АрмССР, 1950, т. XI, № 4. Транспортирующая способность открытых потоков. Известия ОН АН ССР, 1956, № 2. Общее уравнение продольной транспортирующей способности потока для несвязных наносов. ДАН, ССР, 1956, т. 107, № 4.
2. Егуазаров Н. В. Обобщенное уравнение транспорта несвязных наносов, коэффициент сопротивления русла и неразмыкающая скорость. Труды III Гидрологического съезда, 1957. Русловая секция. 1959 г. Гидрометеонадат.
3. Eguazaroff I. L'equation generale du transport des alluvions non cohesives par un courant fluide. Comptes Rendus du 7-me Congres A.I.R.H. a Lisbonne, 1957.
4. Егуазаров Н. В. К решению задачи о транспорте наносов любых фракций с учетом влияния концентрации в слое придонной мутности. Известия ОН АН СССР, Энергетика, 1959, № 5.
5. Eguazaroff I. Calcul du debit solide et influence de la couche de grande concentration du fond. Журнал Bouille Blanche, 1959, № 3.
6. Osborne Reynolds. On the dilatancy of media composed of rigid particles in contact. Works v. II, p. 203. 1885. Cambridge University Press 1901.
7. Bagnold R. Experiments on a gravity-free dispersion of large solide spheres. Proc Royal Soc. London. v. 225, 1954.

8. Дементьев М. А. Интерференция двух сфер в потоке жидкости. Известия ВНИИГ, т. 15, 1935. Транспорт одиночного твердого тела неоднородных потоком жидкости. То же, т. 54, 1955.
9. Гончаров В. И. Движение наносов. 1933, Ленинград. Основы динамики русловых потоков. 1954, М. Гидрометеониздат.
10. Bagnold R. The physics of blown sand. 1941 и 1944. Mathuen, London. The movement of desert sand. Geogr. Journ. 1935, № 3. London. Proc. Royal soc. London, v. 157, 1937, v. 16<sup>a</sup>, 1938. The movement of a cohesionless granular bed by fluid flow over it. Brit. Journal appl. physics 1951, № 2. Mechanism of transport of solid grains. Hydr. Research 1947—51, 1952, London.
11. Bagnold R. Some flume experiments on large grains. Institution of Civil Eng London. 1955, April.
12. Kallinske A. A. Criteria for determining sand transport by surface creep and saltation. Tr. Am. Geophys. Union. 1942, pp. 639—642.
13. Bagnold R. Measurement of very low velocities of water flow. „Nature“, 1951, 23 June.
14. Минц Д. М. и Шуберт С. А. Гидрантика зернистых материалов. 1955. Изд. Мин. Коммун. Хозяйства РСФСР.
15. Cohen de Lara. Coefficient de perte de charge en milieu poreux. Журнал Houille Blanche, 1955, № 2.
16. Гагарин А. М. и Заминин А. А. О стесненном падении частиц. ДАН Арм. ССР, 1956, т. 22, № 1; 1957, т. 25, № 4; 1958, т. 26, № 1 и 2.
17. Смирнов Н. А. и Еркова Л. Н. Стесненное падение частиц. Журнал Прикладной Химии, 1956, т. 39, вып. 8.
18. Егизаров И. В. Научное Сопещение по гидромеханизации земляных и горных работ. 1959, апрель. Совет на проблемах народного хозяйства АН СССР, 1959, май. Сборник Совета, № 1, 1960.
19. Егизаров И. В. Попытки теоретического расчета твердого стока р. Гедар при подокаменном (селевом) паводке 1946 года. Сб. Селевой Комиссии АН СССР, 1950, и Сборник „Селевые потоки и меры борьбы с ними“, АН СССР, 1957, стр. 98—132.
20. Великинов М. А. Русловый процесс, 1958. Госфизматиздат. Труды III Гидрологического съезда 1957. Русловая секция. Гидрометеониздат.
21. Schraeder K. B. и Raitt D. B. Total suspended sediment from vertical transport distribution. U. S. Bureau of Reclamation. 1952 Denver Colorado.
22. Benedlet P. C. и Matejka. The measurement of total sediment load in alluvial streams. Proc. 5—th Hydr. Cont. 1952 University of Iowa, USA.
23. Журнал Houille Blanche, 1955, № 3.
24. Франкль Ф. И. К теории движения взвешенных наносов. ДАН СССР, 1953, т. 92, № 2.
25. Франкль Ф. И. Уравнение энергии для движения жидкостей со взвешенными наносами. ДАН СССР, 1955, т. 102, № 5.
26. Маккавеев В. М. К теории турбулентного режима и взвешивания наносов. Изв. ГТИ, № 32, 1931. Процессы турбулентного перемешивания и динамика русловых потоков. Гидрометеониздат, 1951. О теориях движения турбулентных потоков содержащих взвешенные наносы. Изв. ОТИ АН СССР, № 2, 1952.
27. Дементьев М. А. О кинематике турбулентных потоков песчаных смесей. Научное Сопещение по гидромеханизации земляных и горных работ. 1959, апрель.
28. Саноян В. Г. и Анимян А. К. К вопросу теории движения наносов в турбулентном потоке. Научное Сопещение по гидромеханизации земляных и горных работ. 1959, апрель.
29. Егизаров И. В. Моделирование русловых процессов. Сборник „Русловые процессы“, 1953, АН СССР. Моделирование русловых процессов. ДАН СССР, 1953, т. 92, № 4.

СТРОИТЕЛЬНАЯ МЕХАНИКА

С. С. ДАРВИНЯН

СДВИГОВЫЕ КОЛЕБАНИЯ СИСТЕМЫ СО МНОГИМИ  
СТЕПЕНЯМИ СВОБОДЫ ЗА ПРЕДЕЛОМ УПРУГОСТИ

Вопросы сдвиговых колебаний систем с одной и с двумя степенями свободы, под действием сейсмических сил, были исследованы в работах [1, 2].

В настоящей статье рассматриваются сдвиговые колебания системы со многими степенями свободы с учетом упруго-пластических деформаций применительно к вопросам сейсмостойкости.

В качестве модели такой системы принимаем невесомый стержень с сосредоточенными массами по длине и заделанным одним концом (рис. 1).

Подставленную задачу будем решать методом, изложенным в [3, 4].

Составим дифференциальные уравнения движения рассматриваемой системы. Будем предполагать, что данная система находится под действием сейсмических сил, т. е. под действием колебания почвы, которое изменяется по данному закону  $x_0(t)$  и деформируется как показано на рис. 1.

Рассматривая равновесие некоторой массы  $m_k$ , получим дифференциальные уравнения движения в общем виде следующим образом:

$$m_k \ddot{x}_k + P_k - P_{k+1} = -m_k \ddot{x}_0 \quad (k = 1, 2, \dots, n), \quad (1)$$

где  $P_k$  — внутренняя сила между массами

$m_{k-1}$  и  $m_k$ ,

$$\ddot{x}_k = \frac{d^2 x_k(t)}{dt^2}, \quad \ddot{x}_0 = \frac{d^2 x_0(t)}{dt^2}.$$

Так как  $P_k = F_k T_k$ ,  $P_{k+1} = F_{k+1} T_{k+1}$ , то (1) можно записать в виде:

$$m_k \ddot{x}_k + F_k T_k - F_{k+1} T_{k+1} = -m_k \ddot{x}_0 \quad (k = 1, 2, \dots, n),$$

где  $F_k$  и  $F_{k+1}$  — площади поперечных сечений участков бруса с длинами соответственно  $l_k$  и  $l_{k+1}$ .



Рис. 1.

а  $\tau_k$  и  $\tau_{k-1}$  — касательные напряжения в этих участках.

Деформации отдельных участков, расположенных между двумя соседними точками сосредоточения масс бруса, определяются по формулам:

$$\gamma_k = \frac{x_k - x_{k-1}}{l_k}, \quad (k=1, 2, \dots, n), \quad (2)$$

причем  $x_0 = 0$ .

Предположим, что упруго-пластические свойства материала данной системы характеризуются диаграммой зависимости напряжений от деформации, представленной на рис. 2.

Согласно этой диаграмме зависимость между напряжением и деформацией при нагружении или разгрузке можно представить одним уравнением, предложенным В. В. Москвитиным [4, 5]

$$T = \lambda \tau_1 + (\beta - 1)(\tau_1 + \alpha \tau_1) G \lambda + \beta G \tau_1, \quad (3)$$

где  $\lambda$  — коэффициент упрочнения;  $T_1$  и  $\tau_1$  — напряжение и деформация, характеризующие предел текучести.

Значения параметров  $\alpha$  и  $\beta$  для разных стадий нагружения или разгрузки приведены на рис. 2, причем  $\psi = 1 - \beta\lambda$ .

На основании (3) имеем:

$$T_k^0 = G [\alpha \beta \lambda \tau_1 + (\beta - 1) \gamma_{kn} + \psi \gamma_k],$$

$$T_{k+1} = G [2F_{k+1} \beta_{k+1} + \lambda \tau_1 + (\beta_{k+1} - 1) \times \\ \times \gamma_{k+1, n} + \psi_{k+1} \gamma_{k+1}].$$

где  $\gamma_{kn} = \lambda(\gamma_k^0 + \alpha_k \tau_1)$  — максимальная остаточная деформация участка с длиной  $l_k$ , а  $\gamma_k^0$  — максимальные деформации, связанные с максимальными смещениями по формулам (2).

Во всех формулах величины с индексом  $n+1$  следует принимать равными нулю.

В силу (2) и (3) уравнение (1) примет следующий вид:

$$m_k x_k + (C_k + C_{k+1}) x_k - C_k x_{k-1} - C_{k+1} x_{k+1} = -m_k x_0 + \mu_k, \quad (k=1, 2, \dots, n) \quad (4)$$

где

$$C_k = \frac{G F_k \psi_k}{l_k}, \quad C_{k+1} = \frac{G F_{k+1} \psi_{k+1}}{l_{k+1}},$$

$$\mu_k = G [(F_{k-1} \alpha_{k+1} \beta_{k+1} - F_k \alpha_k \beta_k) \lambda \tau_1 + F_{k+1} (\beta_{k+1} - 1) \gamma_{k+1, n} - F_k (\beta_k - 1) \gamma_k].$$

Так как параметры  $\alpha_k$ ,  $\beta_k$ ,  $\psi_k$  принимают различные значения в

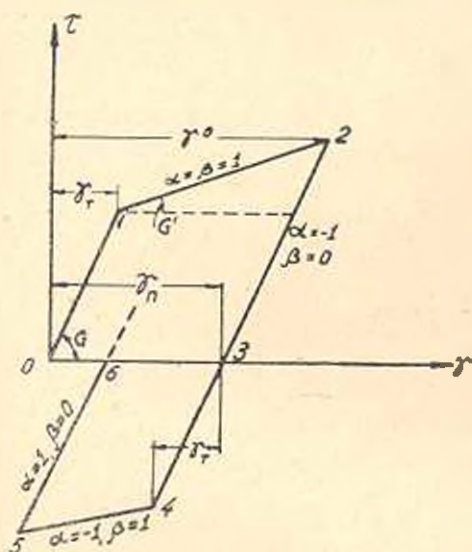


Рис. 2.

стадии упруго-пластического нагружения или разгрузки, то интегрирование дифференциальных уравнений движения (4) осуществляется по зонам данной диаграммы (рис. 2), с использованием условий непрерывности смещений и скоростей на границах этих зон (точки 1, 2, 3 и т. д.).

Частные решения однородных систем (4) ищем следующим образом:

$$x_k = a_k \sin(\omega t + \varphi).$$

Подставляя значения  $x_k$  в (4), получим:

$$-m_k \omega^2 a_k + (C_k + C_{k-1}) a_k - C_k a_{k-1} - C_{k+1} a_{k+1} = 0 \quad (k = 1, 2, \dots, n).$$

Поскольку мы ищем не нулевые решения, то определитель этой системы должен равняться нулю:

$$\Delta_n(\omega^2) = \begin{vmatrix} C_1 + C_2 - m_1 \omega^2 & -C_2 & 0 & \dots & 0 \\ -C_2 & C_2 + C_3 - m_2 \omega^2 & -C_1 & 0 & \dots & 0 \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \\ 0 & \dots & 0 & -C_n & C_n - m_n \omega^2 \end{vmatrix} = 0$$

Эта система, как видно, относится к типу Штурмовых систем и для функции  $\Delta_n(\omega^2)$  существует следующее рекуррентное соотношение [6]:

$$\Delta_k(\omega^2) = (C_k + C_{k-1} - m_k \omega^2) \Delta_{k-1}(\omega^2) - C_k^2 \Delta_{k-2}(\omega^2).$$

$$\Delta_n(\omega^2) = 1, \quad (k = 2, 3, \dots, n).$$

С помощью этого соотношения можно вычислить многочлен  $\Delta_n(\omega^2)$ , корнями которого являются квадраты частот  $\omega_i^2$  ( $i = 1, 2, \dots, n$ ).

На основании этих величин частот можем написать:

$$-m_k \omega_j^2 a_{kj} + (C_k + C_{k-1}) a_{kj} - C_k a_{k-1,j} - C_{k+1} a_{k+1,j} = 0, \quad (k = 1, 2, \dots, n), \quad (a)$$

откуда будем иметь  $n$  соотношений для определения отношений этих постоянных:

$$\frac{a_{kj}}{a_{1j}} = A_{kj} \quad (k = 1, 2, \dots, n). \quad (a')$$

Таким образом общие решения однородных уравнений (4) запишутся следующим образом:

$$x_k = \sum_{j=1}^n a_{kj} \sin(\omega_j t + \varphi_j), \quad (k = 1, 2, \dots, n). \quad (5)$$

Для удобного нахождения частных решений системы уравнений (4) соответствующим правым частям, переходим к обобщенным координатам по следующим формулам:

$$x_k = \sum_{i=1}^n a_{ki} q_i \quad (k=1, 2, \dots, n). \quad (6)$$

Подставляя (6) в левую часть (4), получим:

$$\begin{aligned} m_k \sum_{i=1}^n a_{ki} \dot{q}_i + (C_k + C_{k-1}) \sum_{i=1}^n a_{ki} q_i - C_k \sum_{i=1}^n a_{k-1,i} q_i = \\ = C_{k+1} \sum_{i=1}^n a_{k+1,i} q_i = -m_k \ddot{x}_k + p_k \quad (k=1, 2, \dots, n). \end{aligned}$$

Умножив обе части этих уравнения на  $a_{kj}$  и суммируя, получим:

$$\begin{aligned} \sum_{k=1}^n [a_{kj} m_k \sum_{i=1}^n a_{ki} \dot{q}_i] + \sum_{k=1}^n [a_{kj} (C_k + C_{k-1}) \sum_{i=1}^n a_{ki} q_i] = \\ = \sum_{k=1}^n [a_{kj} C_k \sum_{i=1}^n a_{k-1,i} q_i] - \sum_{k=1}^n [a_{kj} C_{k+1} \sum_{i=1}^n a_{k+1,i} q_i] = \\ = -x_0 \sum_{k=1}^n a_{kj} m_k + \sum_{k=1}^n a_{kj} p_k. \quad (6) \end{aligned}$$

Далее умножая уравнения (6) на  $a_{kj}$  после суммирования будем иметь:

$$-\sum_{k=1}^n m_k \omega_j^2 a_{kj}^2 + \sum_{k=1}^n (C_k + C_{k-1}) a_{kj}^2 - \sum_{k=1}^n C_k a_{k-1,j} a_{kj} - \sum_{k=1}^n C_{k+1} a_{k+1,j} a_{kj} = 0 \quad (8)$$

С другой стороны мы имеем теорему Бетти о взаимности виртуальных работ в виде:

$$m_1 a_{11} \ddot{x}_1 + m_2 a_{22} \ddot{x}_2 + \dots + m_n a_{nn} \ddot{x}_n = 0. \quad (7)$$

Таким образом, на основании соотношений (а), (и), (г) и уравнения частот, дифференциальные уравнения движения в обобщенных координатах могут быть записаны в следующем виде:\*

$$\ddot{q}_j + \omega_j^2 q_j = - \frac{\sum_{k=1}^n a_{kj} m_k}{\sum_{k=1}^n a_{kj}^2 m_k} \cdot \ddot{x}_k(t) - \frac{\sum_{k=1}^n a_{kj} p_k}{\sum_{k=1}^n a_{kj}^2 m_k}, \quad (j=1, 2, \dots, n). \quad (7)$$

\* Об ортогональности главных форм см. например [5].

Частные решения, соответствующие правым частям (7) находятся по формулам:

$$q_i = \frac{1}{\omega_i} \int_{t_1}^t \left[ \frac{\sum_{k=1}^n a_{ki} p_k}{\sum_{k=1}^n a_{ki}^2 m_k} - \frac{\sum_{k=1}^n a_{ki} m_k}{\sum_{k=1}^n a_{ki}^2 m_k} x_0^*(u) \right] \sin \omega_j (t-u) du, \quad (8)$$

Следовательно общее решение системы дифференциальных уравнений движения (4) запишется на основании (5), (6) и (8) следующим образом:

$$x_i = \sum_{j=1}^n a_{ij} \sin(\omega_j t + \varphi_j) + \sum_{j=1}^n f_{ij} |1 - \cos \omega_j (t - t_1)| \sum_{l=1}^n \Phi_{lj} \int_{t_1}^t x_0^*(u) \sin \omega_j (t-u) du$$

где

$$f_{ij} = \frac{a_{ki} \cdot \sum_{l=1}^n a_{lj} p_l}{\omega_j^2 \cdot \sum_{l=1}^n a_{li}^2 m_l}; \quad \Phi_{lj} = \frac{a_{kj} \sum_{l=1}^n a_{lj} m_l}{\omega_j \sum_{l=1}^n a_{li}^2 m_l};$$

$t_1$  — начало отчета движения.

Имея ввиду соотношение (а'), общие решения поставленной задачи окончательно можно записать так:

$$x_k = \sum_{j=1}^n \left[ a_{ij} A_{kj} \sin(\omega_j t + \varphi_j) + f_{ij} |1 - \cos \omega_j (t - t_1)| - \Phi_{ij} \int_{t_1}^t x_0^*(u) \sin \omega_j (t-u) du \right], \quad (k = 1, 2, 3, \dots, n). \quad (9)$$

Входящие в (9) постоянные интегрирования  $a_{ij}$  и  $\varphi_j$  определяются из условий сопряжений или из начальных условий.

Остальные коэффициенты, входящие в выражения  $f_{ij}$  и  $\Phi_{ij}$ , определяются из уравнений (а) и (а').

Выражения для определения сейсмических сил также можно написать единой формулой в зависимости от параметров  $\alpha$  и  $\beta$ .

Из дифференциальных уравнений движения видно, что

$$S_k = m_k (\ddot{x}_k + x_0).$$

Следовательно на основании (9) будем иметь:

$$S_k = m_k \left| x_k'(t) \left[ 1 - \sum_{j=1}^n \omega_j \Phi_j - \sum_{j=1}^n [a_{1j} A_{kj} \omega_j^2 \sin(\omega_j t + \varphi_j) - f_{1j} \omega_j^2 \cos \omega_j(t - t_1) - \omega_j^2 \Phi_j] \int_{t_1}^t x_0(u) \sin \omega_j(t - u) du \right] \right| \quad (k = 1, 2, \dots, n). \quad (10)$$

Таким образом представленная задача решена до конца. С помощью (9) и (10) можно определить смещения и горизонтальные (сейсмические) силы, для всевозможных деформированных состояний с использованием условия сопряжения. Этими формулами можно определить также максимальные значения сейсмических сил и смещений, следовательно и величины максимальных остаточных деформации по формулам (2).

Если рассматриваемая система совершает лишь упругие колебания, то везде следует принимать  $\psi_k = 1$ . Если в каком-нибудь участке данной системы появляются пластические деформации, то тогда  $\psi$  зависит от  $\beta$ , значения которого для различных стадий нагружения или разгрузки приведены на рис. 2.

Отметим, что полученные результаты можно применить и для такого случая, когда на массы  $m_k$  действуют внешние силы  $q_k(t)$ .

Для этого в полученных решениях следует положить  $-m_k x_0'' = q_k(t)$ .

Институт стройматериалов и сооружений  
Госстроя Армянской ССР

Поступило 20.X.59

## ՈՒՍՈՒՆՈՒՄ

ԱՋԱՏՈՒԹՅԱՆ ՄԻ ԳՐԱՆԻ ԱՍՏԻՃԱՆ ՈՒՆԵՅՈՂ ՄԻՍՏԵՄԻ  
ՍԵՆՏԵՐԻ ՏՈՏԱՆՈՒՄՆԵՐԸ ԱՌԱՋԳՐԱՄԱՆ ԱՎԱՐՈՒՄԻՑ ԳՈՐԾԸ

## ԱՄՓՈՒՄ

Հոգաբանում ուսումնասիրվում են վերջածուր թվով ազատություն ունեցող սխառների առհրի տատանումները առաձգատարական դեֆորմացիաների հաշվառումով, երբ տված սխառներ գտնվում է սեյսմիկ ուժերի ազդեցության տակ:

Ենթադրվում է, որ տված սխառների դեֆորմացիան պինդ կարելի է բնութանել նկ. 1-ում պատկերված ձևով: Դեֆորմացիաների և լարումների միջև եղած կապը բնութանված է բառ նկ. 2 պատկերված գրադրամալի Ը առաջ գրադրամալի աչք կապը կարելի է արտահայտել մեկ բանաձևով |1|, կարված  $\alpha$  և  $\beta$  պարամետրերից, որոնց արժեքները բնանավորման և բնանավորման տարրեր գոնաների համար բերված է նկ. 2-ում:

Առաջագրված խնդիրը լուծվում է [3, 4] մեթոդով, այսինքն շարժման դիֆերենցիալ հավասարումների անմիջական ինտեգրման միջոցով, արագությանների և տեղափոխումների անխցկիտվյալ պայմանների օդապարծու-մով:

Շարժման դիֆերենցիալ հավասարումները գրված են աջակիսի տես-քով, որ հաճախականությունների որոշման համար ստացվում են ուղիղընտ-րանաձևեր:

Խնդիրը բնութանուր ձևով լուծելու նպատակով շարժման դիֆերենցիալ հավասարումները բերվում են ընդհանրացրած կոորդինատների, որոնց հիման վրա տեղափոխումների և հորիզոնական (սեղմիկ) ուժերի հաշվման համար ստացված են (9) և (10) բանաձևերը, կախված սխեմայի հիմնաստիկ տա-տանման  $x_0(t)$  օրենքից:

Ստացված արդյունքները կարելի է կիրառել նաև այն դեպքի համար, երբ սխեմայի վրա ազդում են  $Q_1(t)$  հորիզոնական ուժեր, մաստանների կենտ-րոնացման տեղերում: Նշված դեպքի համար, ստացված բանաձևերի մեջ հարկավոր է միայն կատարել  $-m_0 x_0''(t) = Q_1(t)$  փոխի տեղադրում:

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Дарбинян С. С. К вопросу колебания системы с одной степенью свободы с учетом упруго-пластических деформаций. Изв. АН Армянской ССР, серия техн. наук, т. XII, № 1, 1959.
2. Дарбинян С. С. Сдвигные колебания системы с двумя степенями свободы с учетом упруго-пластических деформаций. ДАН АН Армянской ССР, т. XXIX, № 2, 1959.
3. Рабинович И. М. К динамическому расчету сооружений за пределом упругости. Сб. статей. Исследования по динамике сооружений. Стройиздат, 1947.
4. Москвитин В. В. Продольные колебания упруго-пластической системы с конечным числом степеней свободы. Изв. АН СССР, Отд. техн. наук, № 2, 1957.
5. Москвитин В. В. Упруго-пластические колебания плоских форм. Вестник МГУ, № 3, 1957.
6. Гантмахер Ф. Р. и Крейн М. Г. Оциллирующие матрицы и ядра и малые колебания механических систем. Госиздат, ТТЛ, М.—Л., 1950.

# ГИДРОТЕХНИКА

Б. Л. БУНИАТЯН

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ГИДРОТУРБИНЫ ПРИ ПЕРЕХОДНЫХ ПРОЦЕССАХ

В связи с объединением энергосистем возникает необходимость изучения ряда вопросов, относящихся к работе системы как при статическом, так и при переходных режимах [1—4] на динамической модели системы.

При моделировании гидравлической части системы достаточно только ограничиться моделированием моментных, расходных и оборотных характеристик агрегата, ибо явление переходного процесса суммарно выражается через изменения во времени —  $t$ , движущего момента турбины —  $M$ , расхода воды —  $Q$  и числа оборотов —  $n$ .

На эти характеристики в значительной мере влияет инерция движения массы воды в напорной системе ГЭС, возникающая при переходных процессах.

Для учета этого влияния Н. В. Егизаровым была разработана [5] теория моделирования гидравлического удара в напорной системе ГЭС. При масштабе времени  $\sigma_t = 1$  она практически использована [6, 7].

В этой статье делается попытка дать теорию моделирования динамических характеристик гидротурбин, определить критерии подобия и масштабные множители для всех энергетических параметров.

Работа турбины при переходных режимах выражается следующим уравнением, полученным А. Tenot [9].

$$H\gamma = \frac{U_1 V_{a1} - U_2 V_{a2}}{g} = \frac{2A}{g} \frac{da}{dt}, \quad (1)$$

где  $H$  — напор;  $\gamma$  — кпд;  $U_1$ ,  $U_2$  — окружные скорости потока у входа и выхода из рабочего колеса;  $V_{a1}$ ,  $V_{a2}$  — проекция абсолютной скорости потока на  $U_1$  и  $U_2$ ;  $A$  — проекция площади, заключенной между кривой, проходящей через центр тяжести межлопастного пространства и ее входным и выходным радиусами, на плоскость, перпендикулярную к оси вращения;  $t$  — время; а  $g = 9.81 \text{ м/сек}^2$ .

Умножая (1) на  $\gamma Q$ , где  $\gamma$  — объемный вес воды, получим выражение для вращающего момента  $M$ , — при динамическом режиме [10]. Согласно закона динамического равновесия при сбросах нагрузки этот момент будет затрачиваться на создание углового ускорения вращения агрегата. Приравнявая полученное из (1) выражение для

момента к величине  $I \frac{d\omega}{dt}$ , где  $I$  — момент инерции вращающихся частей агрегата, на основании теории моделирования получим следующие безразмерные комплексы масштабных множителей

$$\frac{\alpha_a \alpha_r}{\alpha_g \tau_a \alpha_r} = 1, \quad (2)$$

$$\frac{\alpha_a \alpha_\omega}{\alpha_g \alpha_l \alpha_n \alpha_r} = 1, \quad (3)$$

$$\frac{\alpha_l \alpha_\omega^2}{\alpha_r \alpha_Q \alpha_n \alpha_r \alpha_l} = 1, \quad (4)$$

где  $\alpha$  — масштабный множитель, индекс которого относится к искомой величине.

Так как  $\alpha_a = \alpha_r$ , то из (2) получим:

$$\frac{V^2}{gH} = F_r \text{ — (критерий Фруда).}$$

Из комплекса (3) находим

$$\frac{A\omega}{gtH\tau} = S = \text{idem.} \quad (5)$$

Заменяя в (5)  $H = \frac{P}{\gamma}$  и  $\omega = \frac{U}{r}$ , получим:

$$\frac{\gamma}{\tau} \frac{AU}{gr} = Pl \quad (6)$$

т. е. закон изменения количества движения единичной массы.

Из соотношения (4) будем иметь:

$$\frac{I\omega^2}{\gamma QH\tau} = \frac{I\omega}{M\tau} = H_0 = \text{idem} \text{ (критерий гомохронности).} \quad (8)$$

Таким образом для моделирования гидротурбины, работающей в динамических режимах, необходимо соблюдать критерии  $F_r$ ,  $S$  и  $H_0$ .

В критерии гомохронности входит общезвестная постоянная времени агрегата:

$$T_a = \frac{I\omega}{M} \quad (7)$$

В  $S$  и  $H_0$  входит время  $t$ , благодаря чему нет возможности определить значения этих критериев в начальный момент переходного процесса. Поэтому пользуемся их отношением:

$$\frac{j}{H_0} = \frac{A\omega}{\tau g H T_a} = \frac{Ak}{I} = \text{idem}, \quad (8)$$

где  $k = \frac{\gamma}{g} \frac{Q}{\omega}$ .

Определим теперь значения масштабных множителей.

$$\text{Имеем: } V = \frac{4Q}{\pi D^3}; \quad \alpha_v = \frac{x_Q}{x_D}; \quad \alpha_u = \alpha_v, \alpha_r = 1.$$

Тогда комплекс (2) примет вид:

$$\frac{x_D^3}{\alpha_D \alpha_u \alpha_r} = \frac{x_Q^3}{\alpha_D^3 \alpha_u \alpha_r} = 1.$$

Отсюда

$$\alpha_Q = \alpha_D^3 \sqrt{\alpha_u \alpha_r}$$

или

$$\frac{Q_n}{Q_m} = \frac{D_n}{D_m} \sqrt{\frac{H_n \eta_n}{H_m \eta_m}}.$$

Учитывая, что  $\alpha_u = \alpha_D \alpha_n$  и  $\alpha_r = \alpha_n$ , получим из комплекса (2).

$$\alpha_n = \sqrt{\frac{\alpha_r \alpha_u}{\alpha_D}} \quad (10)$$

или

$$\frac{n_n}{n_m} = \frac{D_n}{D_m} \sqrt{\frac{H_n \eta_n}{H_m \eta_m}}.$$

Масштаб для вращающего момента

$$\alpha_M = \frac{x_Q \alpha_u \alpha_r}{\alpha_n} \quad (11)$$

Подставляя в (11) значения  $\alpha_Q$  и  $\alpha_n$ , получим

$$\alpha_M = \alpha_D^3 \alpha_n \alpha_r$$

или

$$\frac{M_n}{M_m} \left( \frac{D_n}{D_m} \right)^3 \frac{H_n \eta_n}{H_m \eta_m} \quad (14)$$

Если натурные и модельные турбины геометрически подобны и  $\eta_n = \eta_m$ , то формулы (9), (10) и (12) превратятся в обычные формулы пересчета, известные из теории подобия гидротурбин.

Если лабораторная турбина имеет характеристику, отвечающую параметрам с индексом  $(H)$  в формулах (9), (10) и (12), то достаточно в эту турбину ввести дополнительное сопротивление с коэффициентом  $\Delta\eta$ , которое уменьшает ее кпд на величину  $\Delta\eta$ , то, как показано в работе (8), разность  $\Delta\eta = \eta_n - \eta_m$  увеличивается с увеличением числа оборотов турбины. Следовательно, в этом случае формулы (9), (10) и (12) примут вид:

$$\begin{aligned} Q_n &= Q_m \sqrt{\frac{\eta_m}{\eta_n}}, \\ n_n &= n_m \sqrt{\frac{\eta_m}{\eta_n}}, \\ M_n &= M_m \frac{\eta_m}{\eta_n}. \end{aligned} \quad (13)$$

Формулы (13) не позволяют произвести расчеты по определению  $Q_m$ ,  $n_m$ , так как при  $\gamma_m = 0$ , когда  $\gamma_n \neq 0$ , получим  $n_m = 0$ ,  $Q_m = 0$ , между тем как эти величины фактически не равны нулю. Чтобы можно было пользоваться формулами (13) заменим  $\gamma_m$  и  $\gamma_n$  через коэффициенты сопротивления  $\zeta$ . Для этого обратимся к выражению

$$H - h_n = H\gamma_n \quad (14)$$

$$\text{где } h_n = \zeta_n \frac{V^2}{2g}.$$

Здесь напор  $H$  можно заменить через  $H = \zeta^c \frac{V^2}{2g}$ ,

где  $\zeta^c$  — коэффициент сопротивления системы.

Подставляя это выражение в (14), находим

$$\gamma_n = 1 - \frac{\zeta_n}{\zeta^c}.$$

Отсюда

$$\alpha_n = \frac{\gamma_m}{\gamma_n} = \frac{\frac{\zeta_n}{\zeta_m}}{\frac{\zeta_n}{\zeta_m} - \frac{\zeta_m}{\zeta^c}} = \frac{\zeta^c}{\zeta_m} \quad (15)$$

Здесь  $\frac{\zeta_n}{\zeta_m} = \frac{\gamma_m}{\gamma_n}$  так как турбины (H) и (M) являются одной и той же турбиной, а введенное дополнительное сопротивление с коэффициентом  $\Delta\zeta$ , как будет показано ниже, увеличивает только  $\zeta_n$ .

Подставляя (15) в (13), получим:

$$Q_m = Q_n \sqrt{\frac{\zeta_n}{\zeta_m}} \quad (16)$$

$$n_m = n_n \sqrt{\frac{\zeta_n}{\zeta_m}}, \quad M_m = M_n \frac{\zeta_n}{\zeta_m}.$$

Из (16) видно, что при  $\zeta_m > \zeta_n$   $Q_m$ ,  $n_m$  и  $M_m$  становится меньше, чем  $Q_n$ ,  $n_n$  и  $M_n$ , и поскольку отношение  $\frac{\zeta_n}{\zeta_m}$  уменьшается с увеличением числа оборотов турбины, то наклон моментных характеристик увеличивается, а расходных характеристик уменьшается.

Чтобы убедиться в этом производим численный расчет характеристик турбины с рабочим колесом K245 ( $D = 0,3$ ,  $H = 5,7$  м), приведенных на рис. 1 в виде кривых  $Q_n = f(n_n)$ ;  $M_n = f(n_n)$ ;  $\gamma_n = f(n_n)$ .

Пользуясь кривой  $Q_n = f(n_n)$  по формуле

$$\zeta^c = \frac{2gHF^2}{Q_n^2}$$

определим значение  $\zeta_n$ , а затем с учетом коэффициента  $\Delta\zeta = 10$ , получим  $\zeta_m = \zeta_n + 10$ .

По данным  $\zeta_n$  и  $\zeta_m$  определим по формулам (16) значения  $Q_m$ ,  $n_m$ ,  $M_m$ , а затем определим теоретический момент турбины

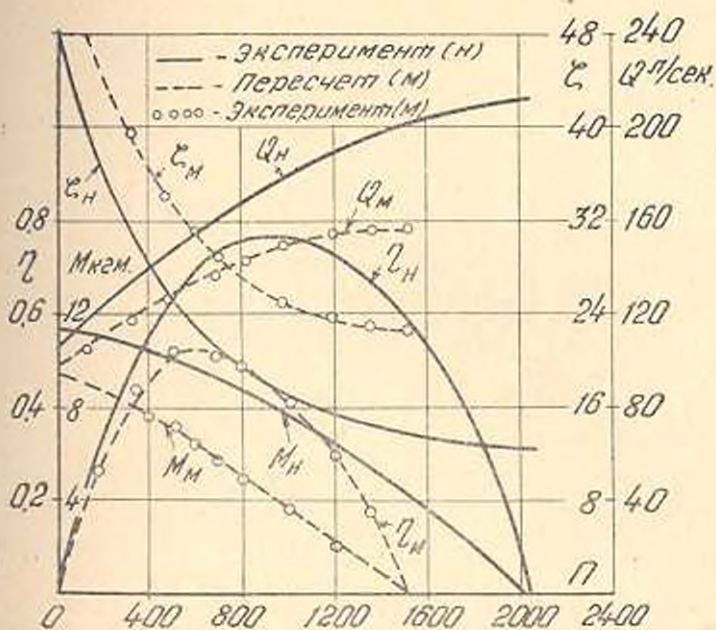


Рис. 1.

$$M_m = \frac{1Q_m H_0 30}{n_m}$$

и ее кид  $\eta = \frac{M_m}{M_m}$ .

Имея  $\eta_m$ ,  $\zeta_m$ ,  $\eta_H$ ,  $\zeta_H$  из выражения (15) находим, что  $\frac{\eta_H}{\zeta_H} = 1$ . Следовательно, введение  $\Delta\zeta$  влияет только на  $\zeta_H$ .

Результаты этих расчетов нанесены на рис. 1 пунктирными линиями, где видно, что точки, полученные экспериментально, хорошо согласуются с теорией. Нетрудно видеть, что наклон моментных характеристик увеличивается, а расходных уменьшается.

Поскольку значения  $\Delta\zeta$  от открытия турбины не зависят, то изменения наклонов для всех открытий будут одинаковы.

Эти же характеристики в координатах  $\mu = \frac{M}{M_0}$ ,  $\delta = \frac{n}{n_0}$  приведены на рис. 2, где  $M_0$  и  $n_0$  постоянные для данного открытия турбины и соответствуют номинальному числу оборотов  $n_0 = 1000$  об/мин. На этом же рисунке кружками нанесены данные турбины F 140. Как видно из рис. 2 модельная турбина с рабочим колесом K245 и с коэффициентом быстроходности  $n_s = 500$ , после ввода в нее дополнительного сопротивления с  $\Delta\zeta = 10$  будет иметь характеристики, наклоны которых совпадают с характеристиками турбины F140, которая имеет  $n_s = 250$ .

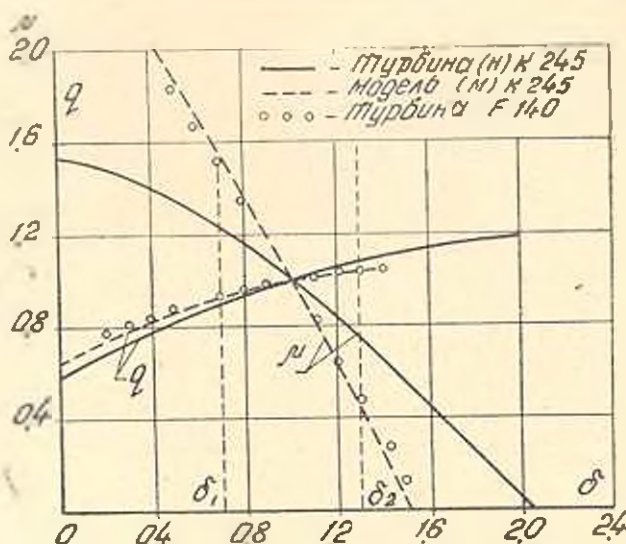


Рис. 2.

Путем уменьшения  $\Delta\epsilon$  можно получить подобие характеристик модельной турбины и другой турбины, характеристики которой находятся между К245 и F140, т. е. охватить все турбины быстроходностью от 500 до 250.

Если  $\Delta\epsilon$  вызовет отрыв потока и кавитационные явления, то они в суммарном виде будут сказываться на кпд, следовательно на  $\Delta\epsilon$ .

Из сказанного следует, что путем изменений  $\Delta\epsilon$ , как это сделано в (8), можно характеристики турбины динамической модели гидроэнергосистемы подогнать к характеристикам разных натуральных турбин меньшей быстроходности, благодаря чему модель делается универсальной.

После такой подгонки характеристик необходимо выбрать параметры модельной турбины для начального режима переходного процесса и условиях ее работы при статическом режиме.

Эти параметры должны удовлетворять всем критериям подобия для того, чтобы при переходных процессах изменения  $M$ ,  $Q$  и  $n$  во времени происходили идентично натуре. Для этого должны быть известны  $H_n$ ;  $\omega_n$ ;  $M_n$ ;  $Q_n$ ;  $T_{an}$ ;  $I_n$  и  $\gamma_n$ .

На модельной установке имеется  $H_n$  и  $\omega_n$ , следовательно имеем  $\alpha_n$  и  $\alpha_{nn}$ . После подгонки характеристик определим  $Q_n$  и  $\gamma_n$  по которым находим  $\alpha_0$  и  $\alpha_1$ . По (13) находим  $\alpha_m$  и  $M_n$ .

Так как по условиям моделирования имеем  $T_{an} = T_{am}$ , то из критерия (9) получим:  $I_m = \frac{M_n T_{an}}{\omega_n}$ .

Из этого следует, что на модельной установке должен быть предусмотрен возможность менять момент инерции агрегата, чтобы могли удовлетворяться критерии  $j$ ,  $H_0$  и  $T_a$ . Для этого на динамической модели Института энергетики и гидравлики АН Армянской ССР предусмот-

рена возможность изменения параметров начального режима переходного процесса в пределах  $H_n = 4-6$  м,  $Q_n = 150-400$  л/сек,  $M_n = 4-14$  кгм,  $T_n = 4-30$  сек. Изменение расхода (при данном открытии турбины) и напора осуществляется путем перестановки лопастей рабочего колеса на разные углы и изменения  $h_n$ .

Указанный диапазон изменений параметров модели делает ее универсальной с точки зрения моделирования многочисленных натуральных установок, имеющих самые различные параметры.

Эти масштабные множители должны удовлетворять условиям моделирования гидравлического удара (5):

$$\alpha = \frac{aQ}{2gHF}, \alpha = \frac{2l}{a},$$

где  $a$  — скорость распространения ударной волны,  $l$  — длина трубопровода,  $F$  — его сечение.

Для моделирования гидравлического удара необходимо, чтобы

$$\rho_n = \rho_m, \mu_n = \mu_m.$$

Имея  $\alpha_n$ ,  $l_n$  и  $l_m$ ,  $\alpha_l$  находим, что  $\alpha_l = \alpha_n$  и

$$\alpha_Q = \frac{\alpha_n \alpha_h}{\alpha_l}. \quad (17)$$

Подставляя (17) в (11) будем иметь:

$$\alpha_m = \frac{\alpha_n^2 \alpha_h \alpha_l}{\alpha_l \alpha_n}. \quad (18)$$

При таком моделировании, когда  $\alpha_l = \alpha_n$ ,  $\alpha_h$  и  $\alpha_l$  заданы, путем подбора  $H_n$  и  $Q_n$  можно получить желаемое значение  $\alpha_m$ .

Таким образом для моделирования гидравлической части гидроэлектростанции необходимо соблюсти критерии  $F$ ,  $j$ ,  $H_0$ ,  $T_n$ ,  $\rho$  и  $\mu$ , которые дают возможность определить все масштабные множители для перехода от модели к натуре.

Институт энергетики и  
гидравлики АН Армянской ССР

Поступило 12 VIII 1959

В. Л. РАБИНОВИЧ

ՀԻԳՐՈՏՈՄԻԿՆԵՐԻ ՄՈԴԵԼՆԵՐԻ ԱՆՑՄԱՆ ՈՒՄԻՄԱՆԵՐՈՒՄ

Ա Վ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Հիգրոէներգոսիստեմների միակցման մամուռակ տառադանում են մի-  
շարք արգեր, որոնց տառադանսիրութիւնը անհրաժեշտ է նրանց ավտոմա-  
տիկ կանոնադրումն ու զինամիկ կաշտնութիւնը տպահովելու համար:

Փամանակակից միակցված էներգոսիստեմների անցման սեմիւնների  
տառադանսիրութիւնները հնարավոր են միայն նրանց զինամիկ մոդելներին

ողնուխլամբ, որոնք ֆիզիկորեն մոդելացնում են ան բոլոր հիդրավիկական, մեխանիկական և էլեկտրական պրոցեսներն ու երևույթները, որոնք տեղի են ունենում իրական էներգոսխառմաներում:

Նման պինամիկ մոդել ստեղծելու նախապայմաններից մեկը համարվում է հիդրոտուրբինի մոդելացումը, որը հանդիսանում է մոդելային և իրական տուրբինների մոմենտալին ու ելքային խառակտերիստիկ կորերի նմանությունը:

Մոդելացման թևորիայի հիման վրա, տուրբինի անցման պրոցեսներն արտահայտող համապատասխան հոդվածում արծարծվել են նմանության կրիտերիաները, որոնք հնարավորություն են տալիս որոշելու բոլոր մասշտաբային բաղմապատկիչների արժեքները:

Հոդվածում ապացուցվում է, որ բարձր արագընթացություն դործակից ունեցող տուրբինների աշխատող անիվի մեջ լրացուցիչ դիմադրաթիվում մայնելով կարելի է նրա խառակտերիստիկ կորերի թեքությունը փոխել և հավասարեցնել մեկ այլ ավելի ցածր արագընթացության դործակից ունեցող տուրբինի խառակտերիստիկ կորերի թեքությանը և ուղղակիորեն ստանալ նրանց նմանությունը:

Անցման սեփականում տուրբինների այլ նմանությունը ապահովվում համար, հոդվածում շարադրվում է հզորության մասշտաբային բաղմապատկիչը նորման մեթոդ, որը հաշվի է առնում հիդրավիկական հարվածի և ադրեզատի իներցիան մոմենտի ազդեցությունը տուրբինի անցման սեփանի աշխատանքի վրա:

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Егиазаров Н. В. Задачи научных исследований по изучению режимов работы гидроэнергосистем и их автоматического регулирования. Известия ОН АН Армянской ССР, № 1, 1953.
2. Егиазаров Н. В. Modeles reduits, de grands reseaux avec usines hydroelectriques et influence du coup de belier—La Houille Blanche, № 4, 1958.
3. Арутюнян Г. Г., Асламазян А. А., Бунматян Б. Л., Овсепян К. Х. О динамических моделях гидроэнергосистемы. Электричество, № 10, 1958.
4. Венников В. А. Применение теории подобия и физического моделирования в электротехнике. Госиздат, 1949.
5. Егиазаров Н. В. Моделирование гидравлического удара. ДАН СССР, т. XCI, № 3, 1953.
6. Бунматян Б. Л., Зорин З. А. Искусственное уменьшение скорости распространения волны давления гидравлического удара в целях его моделирования. Известия ОН АН Армянской ССР, т. IX, № 4, 1956.
7. Зорин З. А. Физическое моделирование гидравлического удара. Энергетика НДВШ, № 1, 1958.
8. Бунматян Б. Л. Физическое моделирование моментных и расходных характеристик гидротурбин. Энергетика НДВШ, № 1, 1958.
9. Tenot A. Turbines hydrauliques et regulateurs automatiques de vites, Ivre IV, 1935.
10. Асламазян А. А. О характеристиках гидротурбин при переходных процессах. Энергетика НДВШ, № 2, 1958.

ЭЛЕКТРОТЕХНИКА

А. М. АРАКЕЛЯН

К ПРИМЕНЕНИЮ МЕТОДА ИЗОБРАЖЕНИЙ  
 В РЕШЕНИИ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ЗАДАЧ ПРИ  
 КОНЕЧНЫХ МАГНИТНЫХ ПРОНИЦАЕМОСТЯХ СРЕДЫ\*

В решении задач с плоскопараллельными магнитостатическими полями одним из наиболее простых и эффективных методов является метод изображений. Он широко применяется в решении задач, в которых одна из двух областей среды имеет бесконечно большую магнитную проницаемость и границей между областями в поперечном сечении является комбинация аналитических кривых [1, 2, 3].

Однако применение этого метода в случае конечных магнитных проницаемостей среды в настоящее время ограничивается несколькими задачами, когда границей между двумя областями различных конечных магнитных проницаемостей является бесконечная плоскость или круговой цилиндр (задачи Сирлаз) [3]\*\*, а также когда границами между областями с различными конечными магнитными проницаемостями являются параллельные бесконечные плоскости [5, 6, 7]. Например, в задаче с бесконечно глубоким пазом, на рис. 1 приведены распределение и величины изображений

$$\alpha = \frac{\mu_2 - \mu_1}{\mu_2 + \mu_1},$$

где  $\mu_1$  — магнитная проницаемость области, в которой расположен ток;

$\mu_2$  — магнитная проницаемость остальной области среды.

Аналогично последнему решению в [8] и [9] сделана попытка решить методом изображений задачу, в которой границей между двумя средами с конечными магнитными проницаемостями является двугранный угол, составляющий

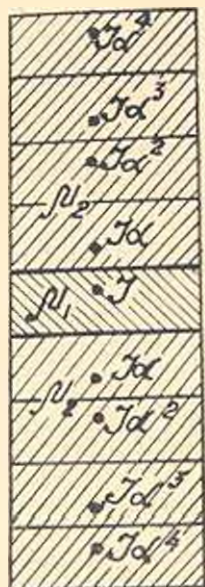


Рис. 1

\* Работа выполнена под руководством проф. Э. А. Мееронича.

\*\* В [4] также применен метод изображений совместно с другими математическими приемами для решения задачи с границей раздела в виде эллиптического цилиндра.

целую долю  $\pi$ . В цитированных работах величину каждого последующего изображения автор берет равной величине предыдущего, помноженной на коэффициент  $\alpha$ . На рис. 2 приведено соответствующее этому принципу распределение изображений применительно к углу в  $60^\circ$ . Подробное исследование попроса, проведенное нами, показало, что такое применение метода изображений в задачах с конечными магнитными проницаемостями, когда границей является двугранный угол, не дает правильного решения. Покажем это на примере задачи с границей раздела между двумя областями конечных магнитных проницаемостей, имеющей форму двугранного угла, равного  $90^\circ$ .

Совместим стороны поперечного разреза этого угла с осями  $x$  и  $y$  (рис. 3). Возьмем произвольные коэффициенты при изображениях и

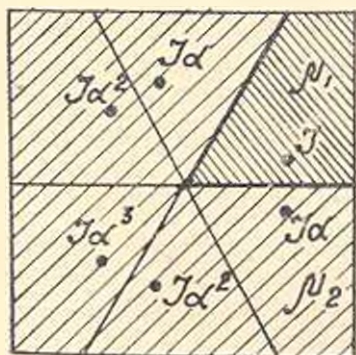


Рис. 2.

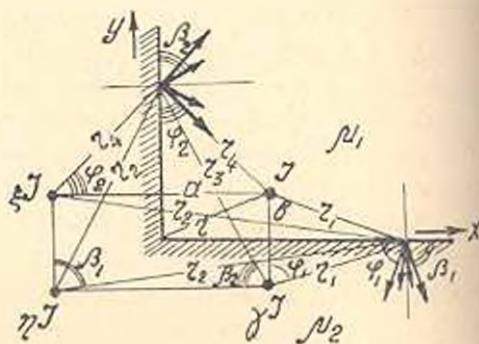


Рис. 3.

обозначим их буквами  $\epsilon$ ,  $\tau$  и  $\gamma$ . Задача заключается в нахождении таких значений этих коэффициентов, зависящих от  $\mu_1$  и  $\mu_2$ , которые удовлетворяли бы решению задачи.

Как известно, влияние наличия второй области с иной магнитной проницаемостью на распределение магнитного поля можно заменить влиянием фиктивных магнитных зарядов  $\tau$ , определенным образом распределенных по границе раздела областей и, что магнитное поле в обеих областях получается наложением поля, обусловленного током, и поля, созданного магнитными зарядами.

В [10] приведена формула:

$$\tau = \mu_1 H_n^{(1)} \frac{\mu_2 - \mu_1}{\mu_2}, \quad (1)$$

при помощи которой определяется плотность магнитных зарядов по значению нормальной составляющей напряженности магнитного поля в первой области ( $H_n^{(1)}$ ) в точках границы раздела.

При использовании метода изображений, влияние наличия второй среды на распределение магнитного поля заменяется влиянием токов изображений, расположенных симметрично действительному току по отношению к границам раздела областей.

Таким образом поле, созданное изображениями, должно в каждой точке первой среды, включая и границы, тождественно быть равно полю, созданному в тех же точках фиктивными магнитными зарядами

$$\vec{H}_z^{(1)} = \vec{H}_{из}^{(1)} \quad (2)$$

или для их составляющих по любому направлению  $k$ :

$$H_z^{(1)} = H_{из, k}^{(1)}. \quad (3)$$

Выражение нормальной составляющей напряженности магнитного поля в первой области в точках границы раздела областей имеет вид: на грани угла, совмещенной с осью  $ox$

$$H_z^{(1)}(y=0) = -\frac{I}{2\pi} \left[ (1+\gamma) \frac{x-a}{(x-a)^2+b^2} + (\gamma+\varepsilon) \frac{x+a}{(x+a)^2+b^2} \right]; \quad (4)$$

на грани угла, совмещенной с осью  $oy$

$$H_z^{(1)}(x=0) = -\frac{I}{2\pi} \left[ (1+\varepsilon) \frac{y-b}{a^2+(y-b)^2} + (\gamma+\gamma_1) \frac{y+b}{a^2+(y+b)^2} \right]. \quad (5)$$

Подставляя эти значения напряженности магнитного поля в формулу (1), получим соответственно величины „магнитных зарядов“, распределенных по грани угла  $ox$  и по грани угла  $oy$ . Имея распределение „магнитных зарядов“ на границе раздела областей, можем определить в любой из областей магнитное поле, обусловленное только этими „зарядами“. В частности, на грани угла  $ox$  в первой области нормальная составляющая напряженности магнитного поля обусловленного только „магнитными зарядами“ выразится формулой:

$$H_z^{(1)}(y=0) = \frac{\sigma_{ox}}{2\mu_1} - \int_0^{\infty} \frac{\sigma_{oy}}{2\pi\mu_1} \cdot \frac{ydy}{x^2+y^2}. \quad (6)$$

Согласно формуле (3), это значение должно тождественно равняться нормальной составляющей напряженности магнитного поля, обусловленного изображениями, в первой области на грани  $ox$ , которая выражается формулой:

$$H_{из, y}^{(1)}(y=0) = -\frac{I}{2\pi} \left[ \gamma \frac{x-a}{(x-a)^2+b^2} + (\gamma+\varepsilon) \frac{x+a}{(x+a)^2+b^2} \right]; \quad (7)$$

т. е. на грани  $ox$  должно иметь место тождество:

$$H_{из, y}^{(1)}(y=0) = H_{из, y}^{(1)}(y=0). \quad (8)$$

Тождество (8), при произвольных  $a$  и  $b$  и изменении значения  $x$  от нуля до бесконечности, удовлетворяется лишь в том случае, когда коэффициенты при изображениях будут равны:

$$\gamma = \frac{\mu_2 - 3\mu_1}{\mu_2 + 3\mu_1}.$$

$$\gamma = \frac{\mu_2^2 + 3\mu_1^2}{(\mu_2 + \mu_1)(\mu_2 + 3\mu_1)}, \quad (9)$$

$$\gamma = \frac{\mu_2 - \mu_1}{\mu_2 + \mu_1}.$$

На грани  $ou$  должно иметь место также тождественное равенство между нормальными составляющими напряженности магнитных полей, обусловленных изображениями и "магнитными зарядами". Но такое тождественное равенство, при произвольных  $a$  и  $b$  и изменении значения  $u$  от нуля до бесконечности, возможно лишь в том случае, когда значение коэффициента  $\gamma$  будет таким же, что и в выражении (9), а значения коэффициентов  $\beta$  и  $\gamma$  поменяются местами.

Поскольку для всех точек первой области, включая и границы, эти коэффициенты должны быть одни и те же, то необходимо иметь равенство:

$$\frac{\mu_2 - \mu_1}{\mu_2 + \mu_1} = \frac{\mu_2 - 3\mu_1}{\mu_2 + 3\mu_1}. \quad (10)$$

Но равенство (10) невозможно ни при каких конечных значениях  $\mu_1$  и  $\mu_2$ . Оно возможно только при  $\mu_1 \rightarrow \infty$ ,  $\mu_2 \propto c$  или  $\mu_2 \rightarrow \infty$ ,  $\mu_1 = c$ , где  $c$  произвольная, но конечная величина. Отсюда заключаем, что никакая комбинация коэффициентов при изображениях не может дать решения рассматриваемой задачи, когда магнитные проницаемости обеих областей конечны, если эти изображения расположить на однолистной римановой поверхности.

Из обобщенного метода изображений, рассмотренного Э. А. Меевичем [1, 2] вытекает, что в общем случае изображения располагаются на многолистной римановой поверхности. Для задачи с границей раздела областей в виде произвольного двугранного угла в [11] показана связь количества римановых поверхностей и числа размещенных на ней изображений с величиной угла, в котором расположен ток, при бесконечно большой величине магнитной проницаемости одной из областей. Можно предположить, что при конечных магнитных проницаемостях, количество римановых поверхностей и число размещенных на ней изображений должны зависеть не только от величины угла, являющегося границей раздела областей, но и от величины магнитных проницаемостей этих областей.

Ниже приводим полученное нами решение методом изображений конкретной задачи с конечными магнитными проницаемостями областей, границей раздела которых является двугранный угол  $\theta = 90^\circ$ . Коэффициент  $\alpha$  принят в этой задаче равным:

$$\alpha = 2 \cos \frac{3}{8} \pi = \frac{\mu_2 - \mu_1}{\mu_2 + \mu_1}. \quad (11)$$

При этих значениях  $\theta$  и  $\alpha$  задача решается с помощью изображений,

расположенных на четырехлистной римановой поверхности. Количество изображений равно шестнадцати.

Для удобства обозрения эта четырехлистная поверхность преобразована в однолистную и приведена на рис. 4. Римскими цифрами обозначены номера листов римановой поверхности. На рис. 4а приведены изображения, обуславливающие магнитное поле в первой области (двойная штриховка); на рис. 4б приведены изображения, обуславливающие магнитное поле во второй области (двойная штриховка). Значения коэффициентов при этих изображениях следующие:

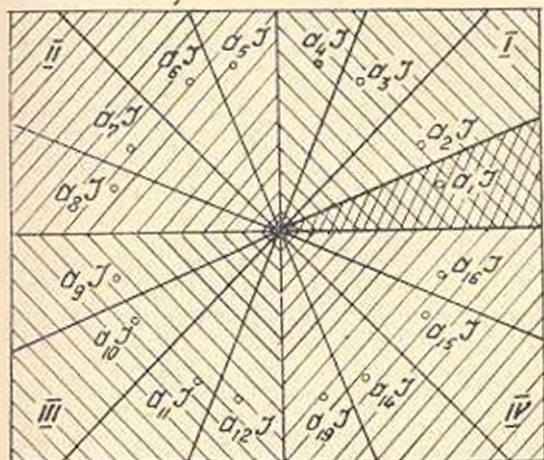


Рис. 4а.

$$\begin{aligned}
 a_1 &= 1 & b_3 &= 0 \\
 a_2 &= a_{16} = \alpha & b_4 &= b_2 = 0 \\
 a_3 &= a_{15} = \alpha^2 & b_5 &= b_1 = (1 - \alpha) \\
 a_4 &= a_{11} = \alpha^3 & b_6 &= b_{16} = \alpha(1 - \alpha) \\
 a_5 &= a_{13} = \frac{\alpha^4}{2} + \alpha^2 & b_7 &= b_{15} = \alpha^2(1 - \alpha) \\
 a_6 &= a_{12} = 2\alpha^3 & b_8 &= b_{14} = -\alpha^3(1 - \alpha)\sqrt{2} \\
 a_7 &= a = \alpha^2(1 + \alpha) & b_9 &= b_{13} = \frac{\alpha^4}{2}(1 - \alpha) \\
 a_8 &= a_{10} = \alpha^5 + \frac{\alpha^3}{2} & b_{10} &= b_{12} = \alpha^3(1 - \alpha) \\
 a_9 &= \frac{3}{2}\alpha^4 & b_{11} &= 2\alpha^2(1 - \alpha)
 \end{aligned} \tag{12}$$

Из рис. 4а и 4б очевидно, что в первой и во второй областях условия задачи выполняются. Нетрудно также показать, что полученное решение удовлетворяет и граничным условиям задачи. Таким образом

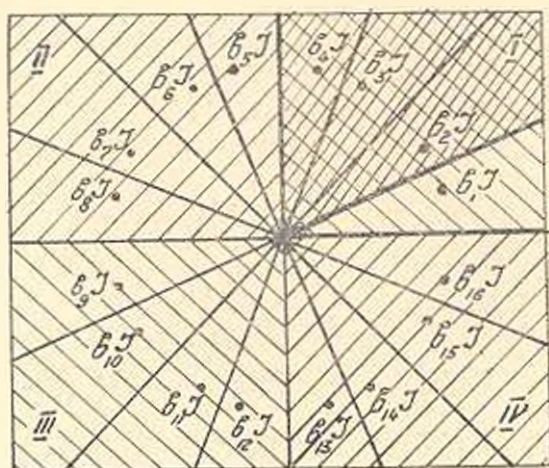


Рис. 46.

приведенное решение при помощи изображений удовлетворяет всем условиям задачи и дает возможность определить напряженность магнитного поля как в первой, так и во второй областях.

ЭННН АН СССР

Институт электротехники  
АН Армянской ССР

Поступило 2 VII 1959

#### Ա. Մ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ

ՎԵՐՋԱՎՈՐ ՄԱԳՆԵՒՈԱԿԱՆ ԹԱՓԱՆՑԵԼԻՍԻՓՅՈՒՆՆԵՐ ՈՒՆԵՑՈՂ  
ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ՄԱԳՆԵՒՈՍՏԱՏԻԿ ԽՆԴԻՄՆԵՐԻ ԼՈՒՆՄԱՆ ՀԱՄԱՐ  
ԱՐՏԱՊԱՏԿԵՐՄԱՆ ՄԵԹՈԴԻ ԿՐԱՍՄԱՆ ՀԱՐՑԻ ՄԱՍԻՆ

Ա մ փ ո փ ո ւ ւ

Հարթ-կոորդինատ մագնիսոտատակի դաշտ պարունակող խնդիրների լուծման ամենաէֆեկտիվ մեթոդներից է արտապատկերման մեթոդը (метод изображений)։ Այդ մեթոդը լայնորեն կիրառվում է ալն դեպքերում, երբ գծալին էլեկտրական հոսանքը դառնում է տեղամասնի միջավայրում, որի որոշ մասի մագնիսական թափանցելիության արժեքը կարելի է ընդունել տնտանման մեծ։ Սակայն միջավայրի բոլոր մասերի վերջավոր մագնիսական թափանցելիությունների դեպքում այդ մեթոդի կիրառումը ներկայումս սահմանափակվում է ընդամենը մի ջանքի խնդիրներով։

Դրականության մեջ փորձեր կան այդ մեթոդը կիրառելու վերջավոր մագնիսական թափանցելիություններ ունեցող երկու մասերից բաղկացած միջավայր պարունակող խնդիրների դեպքում, երբ այդ մասերը բաժանող երկնիստ անկյունը կազմում է  $\pi$ -ի ամբողջ մասը։ Ընդդրում արտապատկերները բարդագամիվում են սրտաձևի զործակիցներով և տեղադրվում Ռիմանի միաթերթ մակերեսի վրա։

Հողմածամ կոնկրետ օրինակներով ցույց է տրվում, որ վերջավոր մագնիսական թափանցելիությունների դեպքում ալդ գործակիցների ոչ մի ընտրություն հնարավորություն չի տալիս ստանալ խնդրի լուծումը Ռիմանի միաթերթ մակերևույթի վրա:

Արտադատներների օգնությամբ տրված է ալդ ախպի խնդրի կոնկրետ լուծումը Ռիմանի բազմաթերթ մակերևույթի վրա: Ընդ որում նշված թերթերի թիվը և նրանց վրա դառնող արտադատներների բանակը կախված է վերոհիշյալ մասերի մագնիսական թափանցելիությունների արժեքներից և ալդ մասերը բաժանող երկնիստ տնկյան մեծությունից:

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Мигрович Э. А. „Применение метода изображений для электростатических и магнитоэлектростатических задач“. Известия АН СССР, т. 4, вып. 1, 1936.
2. Мигрович Э. А. The Method of Images for calculating Electric and Magnetic Fields. P. M. J. S. vol. 25, № 166, 1938.
3. Հէր Բ. „Электростатические расчеты“. ОНТИ НКТП, Энергоиздат, 1934.
4. Джалалидзе В. П. „Определение некоторых электростатических полей и магнитных полей линейных токов, расположенных вблизи сердечников из магнитных материалов (Диссертация)“. Тбилиси, 1954.
5. Олендорф Ф. „Токи в земле“. Гос. НТИ, 1932.
6. Бурсиан В. О. „Теория электромагнитных полей применяемых в электроразведке“. ГНТИ, 1933.
7. Аронзон И. С. „Расчет электромагнитных полей при наличии железа“. (Диссертация), 1944 г., Москва.
8. Брон О. Б. „Движение электрической дуги в магнитном поле“. Госэнергоиздат, 1944.
9. Брон О. Б. „Электрическая дуга в аппаратах управления“. Госэнергоиздат, 1951.
10. Аракелян А. М. „Определение магнитного поля в неоднородной среде при помощи магнитных зарядов“, расположенных на границе сред. Труды VI конференции молодых научных работников, АН СССР.
11. Аракелян А. М. „Электродинамические силы, действующие на проводник с током, расположенный вблизи угла ферромагнитного тела“, журн. „Электричество“ № 2, 1959.

ЭЛЕКТРОТЕХНИКА

К. А. МЕЛИК-ВАРТАНЯН

ЗАТУХАНИЕ И КОЭФФИЦИЕНТ ФАЗЫ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ФИЛЬТРОВ И ПОЛИНОМЫ ЧЕБЫШЕВА В КОМПЛЕКСНОЙ ОБЛАСТИ

В теории фильтров доказывается, что оптимальным решением для функции нормированных характеристических параметров фильтров, являются функции Чебышева; в этом случае синтез дает наименьшее число элементов [5].

Использование полиномов Чебышева в комплексной области — гиперболических чебышевских функций  $T_h(\Omega)$ , [2], позволяет установить, что между функциями затухания и коэффициентами фазы цепочечных и мостиковых структур и функциями  $T_h$  существует определенная зависимость.

Как известно характеристическая мера передачи симметричных цепочечных и мостиковых фильтров (рис. 1, 2) связана с сопротивлениями плеч соотношениями

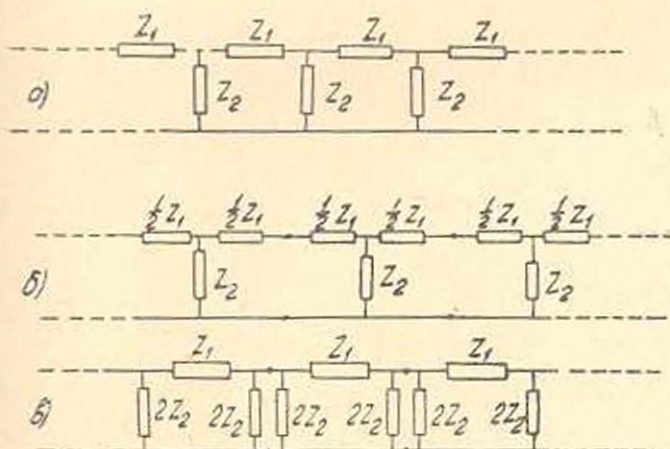


Рис. 1.

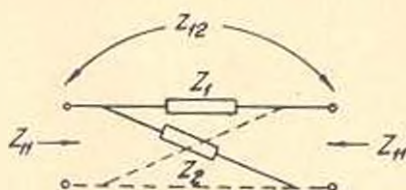


Рис. 2.

$$\operatorname{sh} \frac{g}{2} = \sqrt{\frac{Z_1}{4Z_2}} \quad (1)$$

$$\operatorname{th} \frac{g}{2} = \sqrt{\frac{Z_1}{Z_2}} \quad (2)$$

Рассмотрение полиномов Чебышева от комплексного аргумента  $-j\Omega$  позволяет прийти к выводу, что выражения (1) и (2) являются частным случаем более общих соотношений:

$$T_n(-j\Omega) = \begin{cases} \pm j \operatorname{sh} n \frac{g}{2} & \text{при нечетном } n \\ \pm \operatorname{ch} n \frac{g}{2} & \text{при четном } n \end{cases} \quad (3)$$

связывающих функцию затухания  $b$  и коэффициент фазы  $a$  с сопротивлениями плеч. При этом

$$g = b + ja. \quad (4)$$

В случае цепочечных фильтров

$$\Omega = \sqrt{\frac{Z_1}{4Z_2}} \quad (5a)$$

и случае мостиковых

$$\Omega = \sqrt{\frac{Z_1}{Z_4 - Z_1}} \quad (5b)$$

Перепишав выражение (3) следующим образом

$$j^n T_n(-j\Omega) = \begin{cases} \operatorname{sh} n \frac{g}{2} & n = 1, 3, \dots \\ \operatorname{ch} n \frac{g}{2} & n = 2, 4, \dots \end{cases} \quad (3a)$$

введем понятие гиперболических чебышевских функций  $Th_n(\Omega)$

$$Th_n(\Omega) = j^n T_n(-j\Omega). \quad (6a)$$

Тогда формула (3a) примет вид

$$Th_n(\Omega) = \begin{cases} \operatorname{sh} n \frac{g}{2} & \text{при } n \text{ нечетном} \\ \operatorname{ch} n \frac{g}{2} & \text{при } n \text{ четном.} \end{cases} \quad (6b)$$

Из (6b) следует, что выражения (1) и (2) имеют место при  $n = 1$ , т. е. в случае полиномов первой степени, соответствующих Г-образному полужену (1) или, условно, полужену мостикового фильтра (2) (поскольку мостиковая структура не может иметь полужена).

## 1. Полиномы Чебышева

Полиномы Чебышева, играющие важную роль в теории приближения функций, в тригонометрической форме имеют вид

$$T_n(x) = \cos n \arccos x$$

и представляют собой полиномы степени  $n$ , с коэффициентом при старшем члене  $2^{n-1}$ . В алгебраической форме они имеют вид

$$T_n(x) = \frac{1}{2} [(x - \sqrt{x^2 - 1})^n + (x + \sqrt{x^2 - 1})^n].$$

Придавая  $n$  значения целых последовательных чисел, получим:

$$T_0 = 1,$$

$$T_1 = x,$$

$$T_2 = 2x^2 - 1,$$

$$T_3 = 4x^3 - 3x,$$

$$T_4 = 8x^4 - 8x^2 + 1,$$

$$T_5 = 16x^5 - 20x^3 + 5x.$$

Все нули полинома Чебышева  $T_n(x)$  действительные и простые; они расположены только на основном отрезке  $[-1, 1]$  и неограниченно сгущаются с возрастанием  $n$ . Расположение нулей полинома таково, что максимумы и минимумы  $T_n(x)$ , абсциссы которых расположены также на отрезке  $[-1, 1]$ , строго уравновешены, именно: все максимумы равны  $+1$ , все минимумы равны  $-1$ . Вне основного отрезка  $[-1, 1]$  полиномы Чебышева уже не имеют колебательного характера, а монотонно убывают или монотонно возрастают (рис. 3).

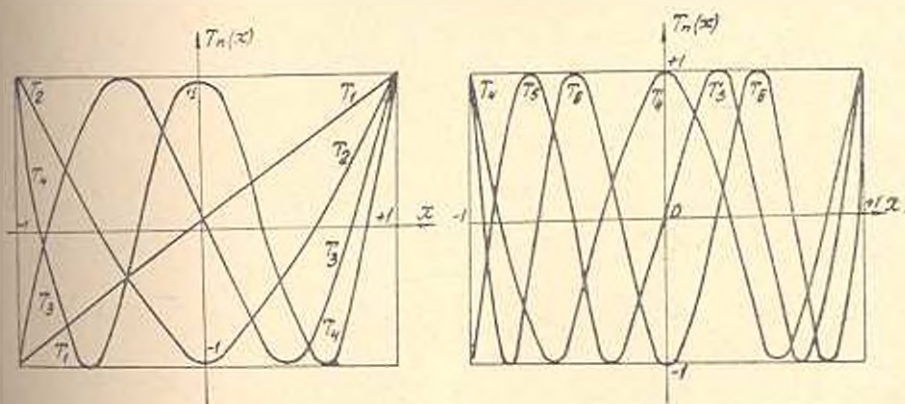


Рис. 3.

Рекуррентное соотношение для последовательного вычисления полиномов таково:

$$T_{n+1}(x) = 2x T_n(x) - T_{n-1}(x).$$

## 2. Частотные характеристики затухания и коэффициента фазы цепочечных схем на комплексной плоскости $\Omega$

Обоснованность введения функции  $\Omega$ , в качестве аргумента гиперболических чебышевских функций  $Th_n$ , вытекает из следующих соображений.

Симметричные цепочечные фильтры, состоящие из сопротивлений  $Z_1$  в продольных ветвях и  $Z_2$  в поперечных, можно представить в виде каскадного соединения  $\Gamma$ ,  $T$  и  $\Pi$ -образных звеньев (рис. 1б, в). Каждое из звеньев, также как и вся цепная схема в целом, полностью характеризуется двумя параметрами — мерой передачи  $g$  и характеристическим сопротивлением  $Z_T$  или  $Z_n$ . В зависимости от сопротивлений плеч  $Z_1$  и  $Z_2$ , характеристические параметры выражаются следующим образом:

$$\operatorname{sh} \frac{g}{2} = \sqrt{\frac{Z_1}{4Z_2}},$$

$$Z_T = \sqrt{Z_1 Z_2} \sqrt{1 + \frac{Z_1}{4Z_2}}, \quad Z_n = \sqrt{Z_1 Z_2} \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{Z_1}{4Z_2}}}.$$

Так как отношение  $Z_1/4Z_2$  входит во все три формулы, эти схемы удобно анализировать с помощью нормализованной комплексной частоты

$$\Omega = \sqrt{\frac{Z_1}{4Z_2}},$$

являющейся функцией частоты  $\omega$ .

В общем случае, будучи отвлеченной, она может быть комплексной величиной:

$$\Omega = x + jy. \quad (7)$$

Принимая во внимание (1), (4) и (5а), получим

$$x + jy = \operatorname{sh} \frac{b}{2} \cos \frac{a}{2} + jch \frac{b}{2} \sin \frac{a}{2} \quad (8)$$

или

$$x = \operatorname{sh} \frac{b}{2} \cos \frac{a}{2},$$

$$y = ch \frac{b}{2} \sin \frac{a}{2}. \quad (9)$$

откуда следует:

$$\frac{x^2}{\operatorname{sh}^2 \frac{b}{2}} + \frac{y^2}{ch^2 \frac{b}{2}} = 1. \quad (10)$$

$$\frac{x^2}{\cos^2 \frac{\alpha}{2}} - \frac{y^2}{\sin^2 \frac{\alpha}{2}} = -1. \quad (11)$$

Выражения (10) и (12) являются уравнениями эллипса и гиперболы с совпадающими фокусами в точках  $\pm j$  ( $y = \pm 1$ ).

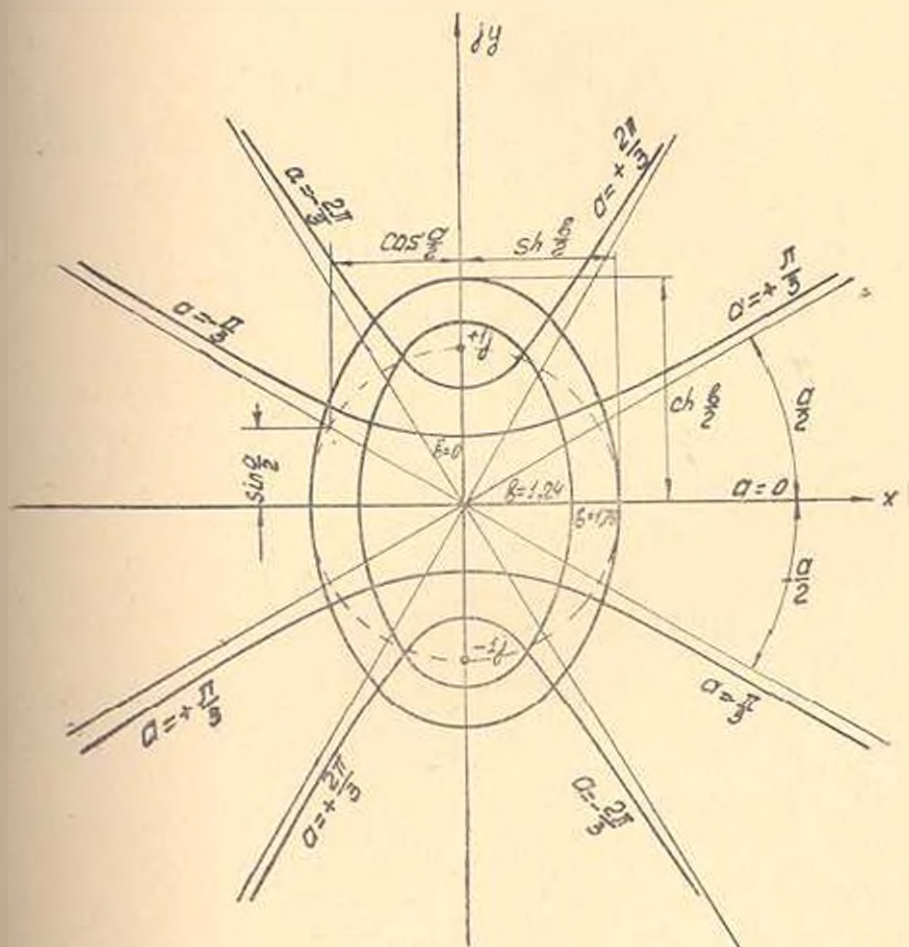


Рис. 4.

На комплексной плоскости  $\Omega$  различным постоянным значениям собственного затухания  $b$  соответствует семейство софокусных эллипсов, а различным постоянным значениям фазовой меры  $\alpha$  — семейство софокусных гипербол.

Эллипсы и гиперболы образуют семейства ортогональных функций (рис. 4).

### 3. Функции затухания и коэффициента фазы и полиномы Чебышева от комплексного аргумента $\Omega$

Введем в рассмотрение новые переменные в соответствии с выражениями:

$$\rho = \exp \frac{b}{2} = e^{\frac{b}{2}} = ch \frac{b}{2} + sh \frac{b}{2}, \quad (12)$$

$$\varphi = \frac{a}{2}. \quad (13)$$

Параметр  $\rho$ , как легко видеть из (10), представляет собой полу-сумму осей эллипса, проходящего через рассматриваемую точку.

Из (12) следует

$$ch \frac{b}{2} = \frac{1}{2} \left( \rho + \frac{1}{\rho} \right), \quad (14)$$

$$sh \frac{b}{2} = \frac{1}{2} \left( \rho - \frac{1}{\rho} \right). \quad (15)$$

Выражения (14) и (15) дают возможность перехода от декартовых координат  $x, y$  к эллиптическим  $\rho, \varphi$  в соответствии с уравнениями

$$x = \frac{1}{2} \left( \rho - \frac{1}{\rho} \right) \cos \varphi, \quad (16)$$

$$y = \left( \rho + \frac{1}{\rho} \right) \sin \varphi. \quad (17)$$

С помощью полученных эллиптических координат полиномы Чебышева от комплексного переменного выражаются в наиболее компактном виде.

Из уравнений (7), (16) и (17) следует:

$$-j\Omega = \frac{-j}{2} \left( \rho e^{j\varphi} - \frac{1}{\rho} e^{-j\varphi} \right), \quad (18)$$

$$1 - (-j\Omega)^2 = \frac{1}{2} j \left( \rho e^{j\varphi} + \frac{1}{\rho} e^{-j\varphi} \right). \quad (19)$$

Складывая и вычитая (18) и (19), получим:

$$-j\Omega + 1 - (-j\Omega)^2 = j\rho^2 e^{-j\varphi}, \quad (20)$$

$$-j\Omega - 1 - (-j\Omega)^2 = -j\rho e^{j\varphi}, \quad (21)$$

и полиномы Чебышева принимают вид:

$$T_n(-j\Omega) = \frac{(-j)^n}{2} \left( \rho^n e^{jn\varphi} + (-1)^n \rho^{-n} e^{-jn\varphi} \right). \quad (22)$$

Переходя от функций  $\rho$  и  $\varphi$  к функциям затухания и коэффициента фазы, получим:

$$T^n(-j\Omega) = \frac{1}{2} (-j)^n \left[ e^{n\left(\frac{b}{2} + j\frac{a}{2}\right)} + (1)^n e^{-n\left(\frac{b}{2} + j\frac{a}{2}\right)} \right]$$

или

$$T_n(-j\Omega) = \begin{cases} (-j)^n \operatorname{sh} n \left( \frac{b}{2} + j\frac{a}{2} \right) & n \text{ нечетное} \\ (-j)^n \operatorname{ch} n \left( \frac{b}{2} + j\frac{a}{2} \right) & n \text{ четное,} \end{cases}$$

что и привело к выражению (6б).

Вычислим гиперболические функции для цепочечных схем.

а) Г-образное полужвено (гиперболическая функция Чебышева 1-ой степени):

$$Th_1 \left( \sqrt{\frac{Z_1}{4Z_2}} \right) = \sqrt{\frac{Z_1}{4Z_2}} = \operatorname{sh} \frac{g}{2} \quad (23)$$

В случае фильтров типа  $k$ ,  $Z_1$  и  $Z_2$  — взаимно обратные двух-полюсники; следовательно  $\Omega$  величины мнимая.

Для этого случая

$$\operatorname{sh} \frac{g}{2} = \sqrt{\left| \frac{Z_1}{4Z_2} \right|} = j |\Omega|. \quad (23a)$$

Уравнение (23a) дает известные выражения для полос пропуска-ния и затухания фильтров типа  $k$ .

б) Т-образное или П-образное звено (гиперболическая функция Чебышева 2-ой степени):

$$Th_2 \left( \sqrt{\frac{Z_1}{4Z_2}} \right) = 2 \frac{Z_1}{4Z_2} + 1 = \operatorname{ch} g \quad (24)$$

и мы приходим к известной в теории фильтров формуле

$$\operatorname{ch} g = 1 + \frac{Z_1}{2Z_2}.$$

в) Каскадное соединение трех Г-образных звеньев (гиперболическая функция Чебышева 3-ей степени):

$$Th_3 \left( \sqrt{\frac{Z_1}{4Z_2}} \right) = 4 \left( \sqrt{\frac{Z_1}{4Z_2}} \right)^3 + 3 \sqrt{\frac{Z_1}{4Z_2}} = \operatorname{sh} \frac{3}{2} g \quad (25)$$

г) Каскадное соединение двух Т или П-образных звеньев (гиперболическая функция Чебышева 4-ой степени):

$$Th_4 \left( \sqrt{\frac{Z_1}{4Z_2}} \right) = 8 \left( \frac{Z_1}{4Z_2} \right)^2 + \left( \frac{Z_1}{4Z_2} \right) + 1 = \operatorname{ch} 2g. \quad (26)$$

#### 4. Функции затухания и коэффициента фазы мостиковых схем и полиномы Чебышева от комплексного аргумента $\Omega$

Симметричный мостиковый фильтр (рис. 2) характеризуется также двумя характеристическими параметрами, связанными с сопротивлениями плеч следующими зависимостями:

$$Z_M = \sqrt{Z_1 Z_2}, \quad (27)$$

$$th \frac{g}{2} = \sqrt{\frac{Z_1}{Z_2}}. \quad (28)$$

Приведенная выше зависимость

$$Th_n \left( sh \frac{g}{2} \right) = \begin{cases} sh n \frac{g}{2} & n = 1, 3, \dots \\ ch n \frac{g}{2} & n = 2, 4, \dots \end{cases}$$

может быть использована путем перехода от функций  $th \frac{g}{2}$  к функциям  $sh \frac{g}{2}$ .

Из формулы (2) нетрудно получить

$$sh \frac{g}{2} = \sqrt{\frac{Z_1}{Z_2 - Z_1}}, \quad (2a)$$

следовательно

$$Th_n \left( \sqrt{\frac{Z_1}{Z_2 - Z_1}} \right) = \begin{cases} sh n \frac{g}{2} & n = 1, 3, \dots \\ ch n \frac{g}{2} & n = 2, 4, \dots \end{cases}$$

а) Гиперболическая функция Чебышева 1-ой степени

$$Th_1 \left( \sqrt{\frac{Z_1}{Z_2 - Z_1}} \right) = \sqrt{\frac{Z_1}{Z_2 - Z_1}} = sh \frac{g}{2}.$$

б) Гиперболическая функция 2-ой степени (мостиковая структура)

$$Th_2 \left( \sqrt{\frac{Z_1}{Z_2 - Z_1}} \right) = 2 \frac{Z_1}{Z_2 - Z_1} + 1 = ch g.$$

в) Гиперболическая функция 3-ей степени

$$Th_3 \left( \sqrt{\frac{Z_1}{Z_2 - Z_1}} \right) = 4 \left( \sqrt{\frac{Z_1}{Z_2 - Z_1}} \right)^3 + 3 \sqrt{\frac{Z_1}{Z_2 - Z_1}} = sh \frac{3}{2} g.$$

г) Гиперболическая функция Чебышева 4-ой степени (две каскадно соединенные мостиковые структуры)

$$Th_4 \left( \sqrt{\frac{Z_1}{Z_2 - Z_1}} \right) = 8 \left( \frac{Z_1}{Z_2 - Z_1} \right)^2 + 8 \left( \frac{Z_1}{Z_2 - Z_1} \right) + 1 = ch 2g.$$

Таблица 1

| N<br>n/n | Цепочечные четырех<br>полюсники<br>$\Omega = \sqrt{\frac{Z_1}{4Z_2}}$ | Функции Чебышева<br>$Th_n(\Omega)$                                         | Мостиковые<br>четырёхполюсники<br>$\Omega = \sqrt{\frac{Z_1}{Z_2 - Z_1}}$ |
|----------|-----------------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------|---------------------------------------------------------------------------|
| 1        |                                                                       | $Th_1(\Omega) = \Omega = \operatorname{sh} \frac{\theta}{2}$               | Пол звена мостикового 4-х полюсника (условно)                             |
| 2        |                                                                       | $Th_2(\Omega) = 2\Omega^2 - 1 = \operatorname{ch} \theta$                  |                                                                           |
| 3        |                                                                       | $Th_3(\Omega) = 4\Omega^3 - 3\Omega = \operatorname{sh} \frac{3\theta}{2}$ | Полтора звена мостикового 4-х полюсника (условно)                         |
| 4        |                                                                       | $Th_4(\Omega) = 8\Omega^4 - 8\Omega^2 + 1 = \operatorname{ch} 2\theta$     |                                                                           |

Поскольку для симметричных фильтров

$$g = \ln \frac{\dot{U}_1}{\dot{U}_2}$$

где  $\dot{U}_1$  и  $\dot{U}_2$  — комплексные напряжения на входе и выходе фильтра, легко получить следующие зависимости

$$1) \quad \operatorname{ch} \ln \left( \frac{\dot{U}_1}{\dot{U}_2} \right) = 2 \left( \frac{Z_1}{Z_2 - Z_1} \right) + 1$$

2)

$$3) \quad \operatorname{ch} \ln \left( \frac{\dot{U}_1}{\dot{U}_2} \right)^2 = 2^3 \left( \frac{Z_1}{Z_2 - Z_1} \right)^2 + 8 \left( \frac{Z_1}{Z_2 - Z_1} \right) + 1$$

.....

$$\operatorname{ch} \ln \left( \frac{\dot{U}_1}{\dot{U}_2} \right)^n = 2^{2n-1} \left( \frac{Z_1}{Z_2 - Z_1} \right)^n + A_1 \left( \frac{Z_1}{Z_2 - Z_1} \right)^{n-1} + \dots$$

$$\dots + A_{n-1} \left( \frac{Z_1}{Z_2 - Z_1} \right) + 1.$$

Для получения аналогичных зависимостей для цепочечных четырех-полюсников, следует в правой части последних уравнений выражение

$\frac{Z_1}{Z_2 - Z_1}$  заменить через  $\frac{Z_1}{4Z_2}$ ; при этом показатель степени  $n$  соответ-

ствует числу мостиковых,  $T$ - или  $\Pi$ -образных структур, а коэффициенты  $A_i$  можно получить из соответствующих полиномов Чебышева.

Рассмотрение полиномов Чебышева в комплексной области свидетельствует о наличии связи этих функций с функциями затухания и фазы цепочечных и мостиковых фильтров.

Указанная зависимость приведена в таблице I.

Представление характеристик четырехполюсников в виде полиномов от комплексного переменного полезно и с той точки зрения, что при этом возможно изобразить их модули на комплексной плоскости в виде семейства кривых, как это обычно делают с функциями комплексного переменного. В частности, модулям гиперболических функций второй степени, которые представляют собой характеристики симметричных мостиковых, а также  $T$ - и  $\Pi$ -образных цепочечных структур, соответствуют так называемые овалы Кассини. Полученные семейства кривых могут служить в качестве номограмм при решении задач на фильтры с учетом потерь.

Институт электротехники

АН Армянской ССР

Поступило 16.X 1959

Կ. Ա. ՄԵԼԻԻՔ-ՎԱՐՄԱՆՅԱՆ

ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՖԻԼՏՐՆԵՐԻ ՄԱՐՈՒՄՆ ՈՒ ՖԱԶԱՅԻ ԳՈՐԾԱԿԻՑՈՂ  
ԵՎ, ՉՆԲԻՇՆԵՎԻ ԲԱԶՄԱՆԴԱՄՆԵՐԸ ԿՈՄՊԼԵՔՍ ԴԱՇՏՈՒՄ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

Հողվածում տրված է Չերիշևի բազմադասի կոմպլեքսային փոփոխականի կապը էլեկտրական ֆիլտրների մարող և ֆազային ֆունկցիաների հետ: Ֆիլտրների բնութագրերի ներկայացնելը կոմպլեքս փոփոխականի բազմադասի միջոցով նպատակահարմար է նրանով, որ այս դեպքում հնարավոր է բնութագրերի արտահայտումը կոմպլեքս հարթության մեջ կորերի ընտանիքի ձևով:

Չերիշևի երկրորդ աստիճանի ֆունկցիաների դեպքում (որը համապատասխանում է սխեմայի կամուրջային և  $\Gamma$ ,  $\Pi$  տիպի ֆիլտրներին) որպես մասնավոր դեպք, մենք ստանում ենք Կասսինիի երկրորդ աստիճանի կորերի ընտանիքը:

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Чебышев П. Л. Избранные труды, АН СССР, 1955.
2. Листов В. Н. Сравнительный анализ электрических фильтров цепочечной и мостиковой структуры, 1944.
3. Klein W. Tschebyscheffsche Funktionen Archiv. für Elektrotechnik, т. XXXIX, 1950, стр. 647—657.
4. Guillemin E. Communication networks, v. 2, 1947.
5. Cauer W. Theorie der linearen Wechsellromschaltungen, 1953.

ГЕЛИОТЕХНИКА

Я. Т. ШЕРМАЗАНЫН, Р. Р. АПАРИСИ

ЭЛЕМЕНТЫ АВТОМАТИКИ СЛЕЖЕНИЯ СОЛНЕЧНОЙ  
ТЕПЛОСИЛОВОЙ СТАНЦИИ (СТС)\*

В в е д е н и е

Идея создания СТС, основанная на механизмах азимутально-зенитального типа, стала практически осуществимой только благодаря применению современных средств автоматизации.

Задачу автоматического слежения всех 1293 единичных отражателей и парового котла СТС за кажущимся движением солнца по небосводу движением сложным и меняющим свои параметры в течение дня и со дня на день — возможно решить двумя принципиально различными путями:

- а) непосредственным индивидуальным автоматическим слежением за солнцем элементов гелиотехнической схемы СТС,
- б) программированным, т. е. наперед заданным, автоматическим движением за солнцем тех же элементов.

Схемы автоматического слежения за солнцем элементов СТС должны обладать большой точностью работы, так как управляемые оптические системы единичных отражателей относятся к длиннофокусным.

Большое количество одновременно работающих автоматических систем требует повышенной надежности и долговечности работы схемы. Работа автоматики должна происходить на открытом воздухе при меняющемся воздействии ветра и температурных условий (от  $-30^{\circ}$  до  $+40^{\circ}$ ). Установки должны быть защищены от дождя и снега, тумана, пыли и т. п.

Стоимость автоматики достигает 10—12% от общих капиталовложений, составляющих основную расходную статью экономического баланса станции. Поэтому устройства автоматики должны быть достаточно простыми и дешевыми, чтобы оправдать себя в общем комплексе технико-экономических показателей СТС.

Последнее соображение, как показал опыт проектирования, является одним из основных решающих моментов при выборе схемы

\* Общая принципиальная схема построения и работа СТС в целом изложены в статьях

автоматизации, так как СТС создается в целях ее последующего массового применения.

Трудность одновременного разрешения поставленных выше задач очевидна.

Описываемые в последующем схемы автоматики далеко не исчерпывают всех проводимых работ и являются первыми, прошедшими лабораторные и полевые испытания, релейными схемами.

Переход от них к безрелейным схемам, находящимся в стадии проработок и стендовых испытаний, не представляет принципиальных трудностей.

В объем данной работы не включены вопросы программного управления, по которым еще не накоплен достаточный материал.

Все описанные схемы автоматики проверялись на солище в Армени, вблизи места где намечено сооружение первой СТС. Поэтому гелиотехнические отпранные данные относятся к указанному району.

### Регулируемые параметры

В дальнейшем рассматривается автоматика единичного отражателя, расположенного на ведущей тележке одного из поездов станции, включая автоматику передвижения самой ведущей тележки, которые в совокупности охватывают все особенности движений гелиотехнических устройств СТС.

В последнем варианте схемы единичного отражателя 1957 года (рис. 1) кинематика зеркального отражателя состоит из трех автома-

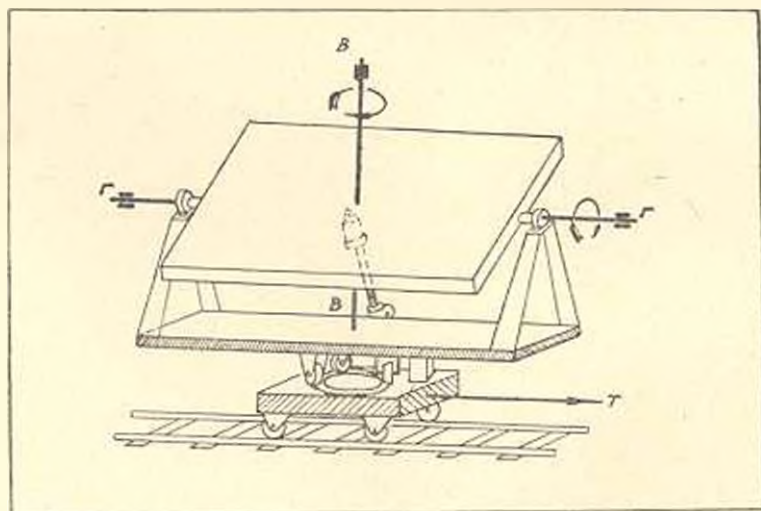


Рис. 1. Единичный отражатель по схеме 1957 г.

гически управляемых движений: горизонтального — азимутального передвижения тележки по рельсовым путям — направление  $T$  зениталь-

ного вращения отражателя вокруг горизонтальной оси „ГГ“ и азимутального вращения опорной плиты вокруг вертикальной оси „ВВ“.

Уравнения движения зеркала отражателя могут быть записаны в следующем виде (1, 4):

$$\operatorname{tg}^2 \theta = \frac{\sin \alpha \cdot \cos \psi}{\cos \alpha \cdot \cos \psi - \cos h} \quad (1)$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \cos \psi \frac{\sin h + \sin \psi}{\cos \alpha \cdot \cos \psi + \cos h} \quad (2)$$

$$\cos \alpha = \frac{\cos \psi \cos kt \sin \varphi - \cos \varphi \sin \delta}{\cos h} \quad (3)$$

где  $\psi$  — угол между проекцией нормали к отражающей поверхности на горизонтальную плоскость и осью симметрии станции;

$\alpha$  — угол между осью симметрии станции и радиусом, проведенным к рассматриваемому отражателю;

$\theta$  — угол между отраженным лучем и горизонтальной плоскостью;

$\operatorname{tg} \psi = \frac{H}{R}$ , где  $H$  — высота котла и  $R$  — радиус поезда;

$h$  — высота солнца над горизонтом;

$\alpha$  — угол между нормалью к отражающей поверхности и горизонтальной плоскостью;

$\alpha$  — азимутальный угол солнца;

$\delta$  — угол солнечного склонения;

$kt$  — часовой угол;

$\varphi$  — широта местности.

Уравнение (3) не зависит от величины  $\alpha$ , определяющей положение единичного отражателя на станции, т. е. азимутальное перемещение  $\alpha$  одинаково для всех отражателей станции и котла. Это движение управляется специальными автоматами азимутального движения ведущих тележек поездов и котла.

Два движения отражателя вокруг осей „ГГ“ и „ВВ“, управляемые двумя автоматами, точно удовлетворяют этим уравнениям. Каждую из 3-х зависимостей (1), (2) и (3) самостоятельно обеспечивает отдельный автомат.

В уравнение (3) не входят величины  $\psi$  и  $\alpha$ , вследствие чего автоматы азимутального движения должны следить непосредственно за азимутом солнца и работать под действием прямого луча.

В уравнения (1) и (2) входит величина  $\psi$ , определяющая положение отражателя по отношению к котлу. Ввиду того, что высота котла величина постоянная, автоматы, обрабатывающие углы  $\psi$  и  $\alpha$ , должны работать на отраженном луче.

Для работы автоматики особый интерес представляют скорости всех рассмотренных движений. Для этого продифференцируем уравнения (1), (2) и (3).

$$\omega_0 = \frac{d\theta}{dt} = f_1(t) \quad (4)$$

$$\omega_1 = \frac{dz}{dt} = f_2(t) \quad (5)$$

$$\omega_2 = \frac{da}{dt} = f_3(t) \quad (5)$$

Такие зависимости представлены на рис. 2, 3 и 4. Из них определяются максимальные значения скоростей:

$$\omega_0 \text{ макс.} = 5 \text{ /час, } \omega_1 \text{ макс.} = 6,35 \text{ /час,}$$

$$\omega_2 \text{ макс.} = 48,23 \text{ /час.}$$

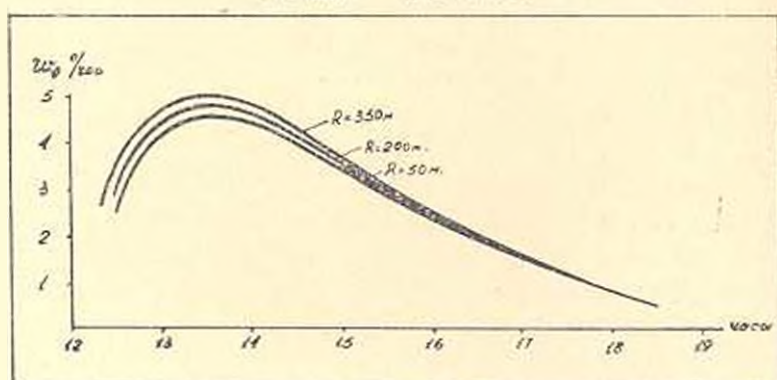


Рис. 2. Изменение скорости  $\omega_0$  по часам (при  $\theta = 23^\circ 27' - 22$  июня).

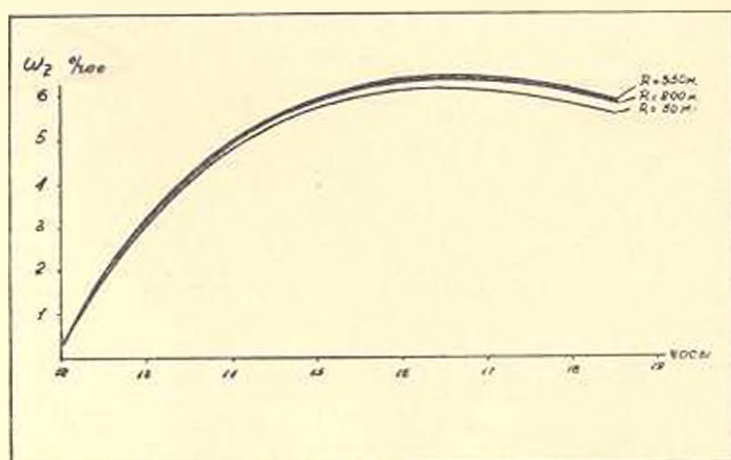


Рис. 3. Изменение скорости  $\omega_2$  по часам (при  $\theta = 23^\circ 27' - 22$  июня).

Приведенные кривые показывают большие изменения регулируемых параметров (минимум-максимум), что утяжеляет работу солнечных автоматов.

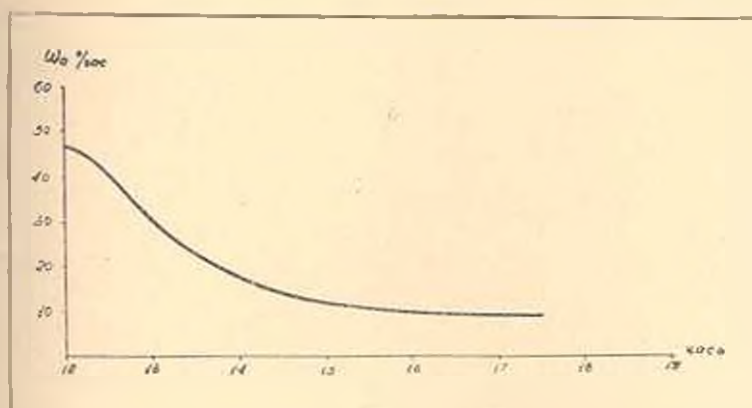


Рис. 1. Изменение скорости  $w_n$  по часам (при  $\delta = 23^\circ 27'$  — 22 июня).

На первой стадии создания СТС для расчетов автоматики был принят максимальный допуск отклонения системы следования от истинного положения на  $\pm 2'$ .

Тем самым максимальная дефокусировка лучей на котле, определяемая для отражателя на путях радиусом  $R_{\text{макс.}} = 350$  м при  $\alpha = 45^\circ$ , т. е.  $\beta = 35,5^\circ$ , составит:

$$\Delta = \pm \frac{350 \cdot \lg 2'}{\cos 35,5} = \pm 0,25 \text{ м.}$$

Минимальная частота включений в минуту автоматов определится соответствующей максимальной скоростью и принятым допуском отклонения по формуле:

$$\gamma_{\text{мин}} = \frac{w_{\text{макс.}}}{4} \text{ вкл./мин.} \quad (7)$$

Соответственные величины для трех движений:

$$\gamma_{2, \text{мин}} = 1,25 \text{ вкл./мин.}; \quad \gamma_{\alpha, \text{мин}} = 1,59 \text{ вкл./мин.};$$

$$\gamma_{\delta, \text{мин}} = 12,06 \text{ вкл./мин.}$$

### Фотоэлектрические датчики СТС

Исследования, произведенные на гелноустановках различных типов показали, что для солнечной автоматики наиболее целесообразными являются фотоэлектрические датчики. Они обладают малой инерцией и реагируют непосредственно на световые сигналы — лучи солнца, объекта, за которым должна следить установка.

Можно привести некоторые основные требования, которым должны удовлетворять светочувствительные элементы датчиков СТС:

1. Работа в пределах освещенности от 5000 до 150000 лк.
2. Спектральная чувствительность в видимой области солнечного спектра, а также в его инфракрасной части. Последнее обстоя-

тельство создает предпосылки для работы автоматики от солнца покрытого тонкими облаками, дымкой в утренние и вечерние часы.

3. Стабильность световой и вольтамперной характеристик на всем диапазоне рабочей освещенности.

Большая удельная чувствительность.

Пропорциональность между фототоком и интенсивностью освещения.

4. Малый температурный коэффициент. Высокая устойчивость при значительных изменениях температуры: от  $-30^{\circ}$  до  $+45^{\circ}$ . Возможность работы в полевых условиях при повышенной влажности.

5. Малые габариты.

6. Долговечность в эксплуатации.

7. Техничко-экономическая целесообразность применения, т. е. возможность получения от промышленности, или изготовления на месте, в требуемом количестве при относительно недорогой стоимости.

В первых конструкциях датчиков были использованы фотоэлементы с внешним фотоэффектом, в частности применяемые в киноаппаратуре цезиевые газонаполненные фотоэлементы типа ЦГ-3.

В последующем были опробованы селеновые фотоэлементы с внутренним фотоэффектом.

В обоих случаях была обнаружена большая утомляемость фотоэлементов в условиях солнечной освещенности, что приводило к значительному изменению их характеристики и нарушению стабильности регулирования.

У селеновых фотоэлементов это обстоятельство усугублялось сильной зависимостью их чувствительности от температурных изменений.

В настоящее время мы считаем наиболее целесообразным использовать в автоматах для солнечных установок выпускаемые отечественной промышленностью кадмиевые фотосопротивления [5, 6]. На последних моделях фотоэлектрических датчиков СТС применялись фотосопротивления типа ФС-К2, обладающие высокой удельной чувствительностью — до 2500  $\mu\text{ка}/\text{л.м. в.}$  При среднем температурном коэффициенте фототока в интервале температур  $0^{\circ} \div 40^{\circ}\text{C}$ , всего 0,12% на  $^{\circ}\text{C}$  и максимуме чувствительности в области световых волн длиной 0,52  $\div$  0,6  $\mu\text{м}$ .

Малый температурный коэффициент предопределил выбор фотосопротивлений типа ФС-К2, хотя по удельной чувствительности и спектральной характеристике фотосопротивления типа ФС-К1 обладают несколько лучшими показателями.

Кратность изменения сопротивления ФС-К2 на солнце достигает величины 100 и выше, однако удельная чувствительность при этом падает в 5—10 раз.

Световая энергия в отраженном пучке света, который направляется на фотосопротивление, распределяется не равномерно (7), а по кривой подобной изображенной на рис. 5. Используя в датчике узкий

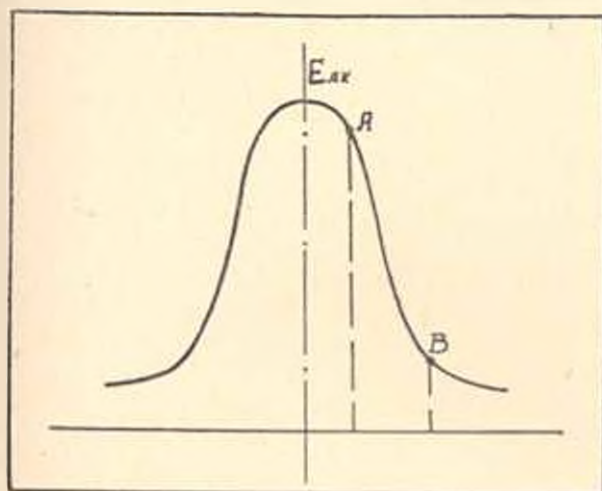


Рис. 5. Распределение световой энергии и отраженном пучке света.

пучок света, возможно сосредоточить его работу в области от точки А до точки В, где небольшое перемещение пучка света вызывает большое изменение освещенности, а следовательно и фототока.

Сочетание всех отмеченных выше свойств фотосопротивлений типа ФС-К2 обеспечили достаточно большую точность работы системы слежения.

Принципиальная оптическая схема датчиков СТС показана на рис. 6. Она работает следующим образом.

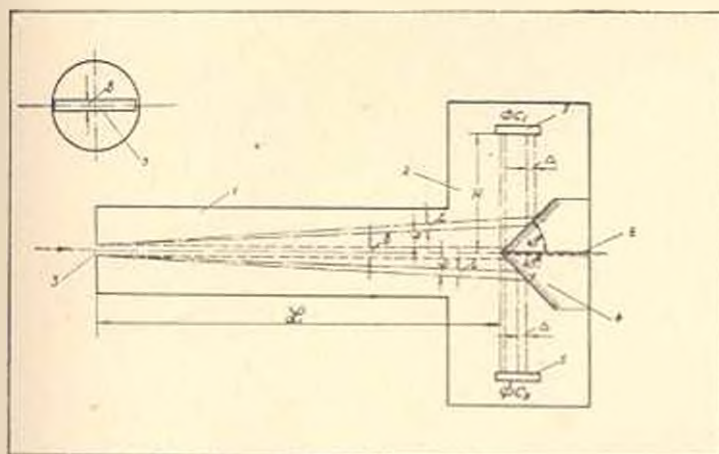


Рис. 6. Принципиальная оптическая схема датчика: 1—коллимационное устройство, 2—короб, 3—щелевая диафрагма, 4—призма, 5—фотосопротивление, 6—визирное отверстие.

Луч солнца, проходя через щелевую диафрагму, расположенную в начале коллимационного устройства, попадает на грань зеркальной призмы, установленной в его конце. Отразившись, луч делится на две части, освещающие фотосопротивления  $\Phi С_1$  и  $\Phi С_2$ . Последние включены каждое в цепь одной из двух противоположно-действующих об-

мток  $I_1$  и  $I_2$  поляризованного реле РП-5. При равенстве световых потоков, падающих на оба фотосопротивления, что соответствует прицельному направлению единичного отражателя, значения сопротивлений цепей равны. По обмоткам  $n_1$  и  $n_2$  текут равные, но противоположно направленные токи, вследствие чего подвижной контакт реле РП-5 сохраняет нейтральное положение. Когда же, вследствие отклонения солнечного луча, одно из фотосопротивлений освещается большим световым потоком, сопротивление его падает, в цепи одной обмотки возникает большой фототок и магнитная система реле РП-5 выводится из состояния равновесия — оживляет цепи промежуточных реле или других усилительных устройств. Последние, срабатывая, включают в нужную сторону реверсивный электродвигатель, соединенный передачей с механизмом, изменяющим положение отражателя. Тем самым восстанавливается прицельное направление и равенство световых потоков, освещающих  $\Phi C_1$  и  $\Phi C_2$ . Применение дифференциальных датчиков обеспечивает с одной стороны большую чувствительность работы следящих систем, а с другой стороны — создает предпосылки для длительной стабильной работы, предупреждая расстройство под влиянием утомляемости фотосопротивлений.

Покажем ход расчетов и соотношения основных параметров датчиков. Примем, что при отклонении лучей солнца на угол  $\varepsilon$  освещаемая площадь  $\Phi C_1$  увеличивается по ширине на  $\Delta$ , а освещаемая площадь  $\Phi C_2$  уменьшается по ширине на  $\Delta$  (рис. 6). Величину  $\Delta$  можно определить по приближенной формуле:

$$\Delta = (L + H) \operatorname{tg} \varepsilon, \quad (8)$$

где  $L$  — расстояние от входного отверстия до грани призмы;

$H$  — расстояние от грани призмы до фотоэлемента.

Формула (8) позволяет вычислить значения освещаемых площадей  $F$ ,  $\Delta F$ , и соответственно  $F_1 = F + \Delta F$  и  $F_2 = F - \Delta F$ .

При этом задаются требуемой точностью слежения, т. е. значением допустимого угла отклонения  $\varepsilon_{\text{доп}}$ .

Напишем соотношения для перехода к фототокам  $I_1$  и  $I_2$  в цепях датчика:

$$I_1 = K \cdot E \cdot F_1 \cdot v = K \cdot E (F + \Delta F) v, \quad (9)$$

$$I_2 = K \cdot E \cdot F_2 \cdot v = K \cdot E (F - \Delta F) v, \quad (10)$$

где  $E$  — расчетная величина рабочей освещенности на поверхности фотосопротивления в лк;

$K$  — удельная чувствительность фотосопротивления в  $\text{мкА/лм. в}$ , взятая для соответствующего режима;

$v$  — напряжение на зажимах фотосопротивления в вольтах.

Ток срабатывания дифференциальной системы  $I_0$  связан с токами  $I_1$  и  $I_2$  уравнением:

$$I_0 = I_1 - I_2 \quad (11)$$

обозначим:

$$m = \frac{F + \Delta F}{F - \Delta F} = \frac{F_1}{F_2} = \frac{I_1}{I_2} \quad (12)$$

Тогда, после несложных преобразований можно прийти к основным связующим формулам:

$$\Delta F = \frac{I_0}{2KEv} \quad (13)$$

$$F = \left( \frac{m+1}{m-1} \right) \frac{I_0}{2KEv} \left| \frac{b}{2} + (L+H) \lg \varphi \right| l, \quad (14)$$

где  $b$  — ширина щели;

$l$  — длина светочувствительного слоя фотосопротивления (обычно  $3,5 \div 4$  мм);

$\varphi = 16'$  — половина видимого угла диаметра солнца.

Датчики СТС, как и вообще все датчики гелиоустановок, выполняются двух видов:

1. с оптической системой, работающей от отраженного луча солнца, и
2. воспринимающие прямой луч солнца.

Датчики первого типа служат для воздействия на гелиотехнические устройства с целью отражения лучей солнца в заданном направлении.

На единичных отражателях СТС они применены для управления зенитальным и азимутальным вращением отражателя, т. е. для отработки углов  $z$  и  $\varphi$  (см. формулы 1 и 2). Общий вид такого датчика показан на снимке (рис. 7).

Коллимационное устройство датчика выполнено в виде трубы вращающейся вокруг горизонтальной оси и шарикоподшипниках. Прицельное направление трубы регулируется двумя винтами, а устойчивость положения достигнута грузом, подвешенным снизу. Разница датчиков зенитального и азимутального вращения заключается в расположении входной щели и, соответственно, грани призмы: у первых расположение горизонтальное, у вторых — вертикальное. Ще-



Рис. 7. Датчик зенитального вращения.

ли — небольшой длины  $15\text{--}20$  мм, шириною около  $1$  мм.

Датчики второго типа служат для непосредственного слежения за солнцем. На СТС они применяются для азимутального передвижения поездов-тележек с отражателями по кольцевым рельсам во-

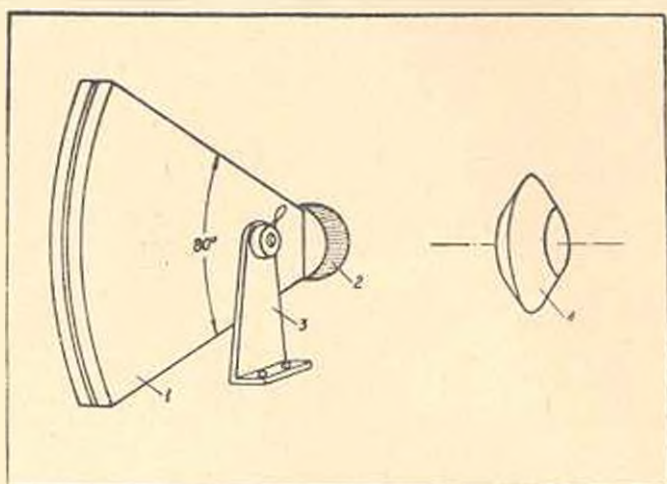


Рис. 8. Датчик азимутального передвижения: 1—коллимационный раструб, 2—короб, 3—стойка, 4—зеркальная призма (увеличена).

круг котла, т. е. для обработки угла  $\alpha$  (см. формулу 3). Общий вид такого датчика показан на рис. 8.

Оптическое устройство датчика должно обеспечивать отражение солнечных лучей на оба фотосопротивления при изменяющейся в течение дня высоте солнца. Поэтому коллимационное устройство его выполнено в виде сектора с узкой вертикальной щелью по всей входной поверхности. Угол сектора  $\alpha_{\text{сект}} = 80^\circ$ , а зеркальная призма была изготовлена в виде двух усеченных конусов. Линия окружности, соединенных вместе оснований этих конусов и явилась рабочей гранью призмы датчика.

### Экспериментальные установки для моделирования автоматки единичных отражателей СТС

Параллельно с разработкой схем автоматки управления единичными отражателями СТС и конструированием отдельных ее элементов велась практическая проверка работы на моделях и опытных конструкциях.

Ниже приводится часть результатов экспериментальных исследований.

#### Малая лабораторная модель 1956 г.

Малая лабораторная модель, смонтированная на основании размером  $560 \times 600$  мм, имитировала только одно, наиболее сложное, движение отражателя — зенитальное вращение зеркала.

Проведенные опыты показали следующее:

1. Точность следящей системы, при непрерывной работе, достигает  $2'$ .

2. Частота включений составила в среднем 12–15 *вкл./мин.*

3. Зона нечувствительности (начиная с того момента, когда токи в обоих цепях освещенных фотосопротивлений равны) колеблется в пределах 5–6 секунд. Этот отрезок времени в угловых единицах равноценен отклонению отраженного луча на  $1' 15''$ – $1' 30''$ .

Затемнение щели датчика на 5–6 минут после достижения равновесного состояния не вызывало нарушения устойчивости слежения.

#### Опытный единичный отражатель СТС конструкции 1956 года

Опытный единичный отражатель был изготовлен в натуральную величину с суммарным размером площади всех 28 зеркал  $3 \cdot 4 = 15 \text{ м}^2$ . Его общий вид с лицевой стороны показан на рис. 9.

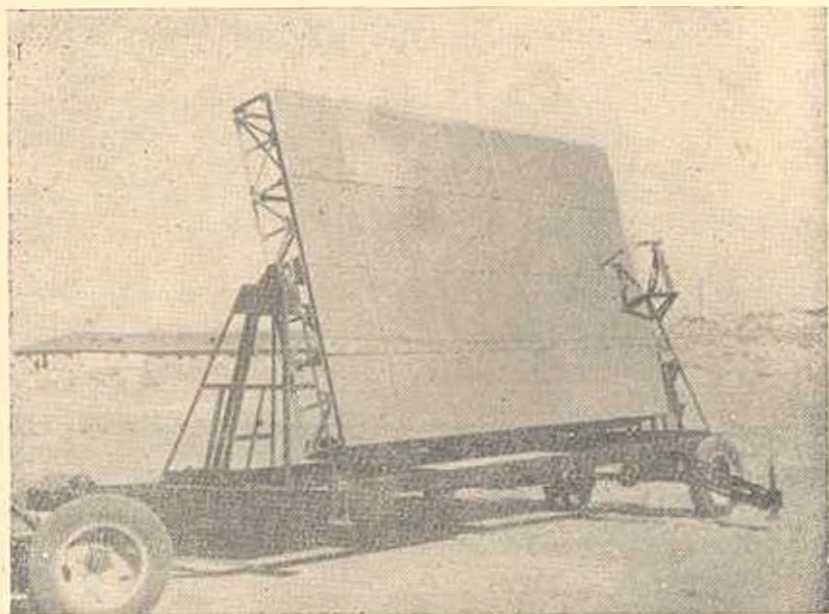


Рис. 9. Общий вид опытного единичного отражателя 1956 г.

Азимутальное движение тележки осуществлялось ручным приводом.

Автоматическое управление азимутальным вращением отражателя осуществлялось дифференциальным фотоэлектрическим датчиком, установленным на кронштейне перед зеркалом, что ясно видно на фотографии.

Усилительно-коммутационные устройства были приняты релейного типа, аналогичные отработанным на малой лабораторной модели. Испытания дали следующие результаты:

1. Наблюдения за отклонениями зайчика на экране по вертикали, во время работы автоматики, показали заложенную в схему точность слежения, равную  $2'$ .

2. Осциллографирование позволило определить среднюю частоту включений, составившую 29 *вкл./мин.*

3. Осциллограммы показали значительную вибрацию контактной системы релейной схемы усиления, работавшей на переменном токе, составившую по продолжительности до 20% фиксированного времени работы. Переход на промежуточное реле постоянного тока с дополнительной выдержкой времени 0,3 секунды при размыкании контактов, осуществляемой посредством конденсаторов подключаемых параллельно реле, позволил ликвидировать указанный недостаток.

4. На базе релейно-контактной схемы можно и дальше вести углубленные разработки. Одновременно следует уделить большее внимание разработке и экспериментальной проверке экономичных схем бесконтактного управления.

5. Необходимы дополнительные проверки устойчивости схем на длительность работы.

6. Метод моделирования автоматики и перенесения его результатов в натуру на опытный отражатель полностью себя оправдал.

Лабораторная модель 1957 г. единичного отражателя с тремя вращениями

Модель, изготовленная в 1/5 натуральной величины, показана на рисунке 10. Модель имитировала вращение отражателей вокруг котла движением по кольцевым рельсам, радиусом  $R=10$  м.

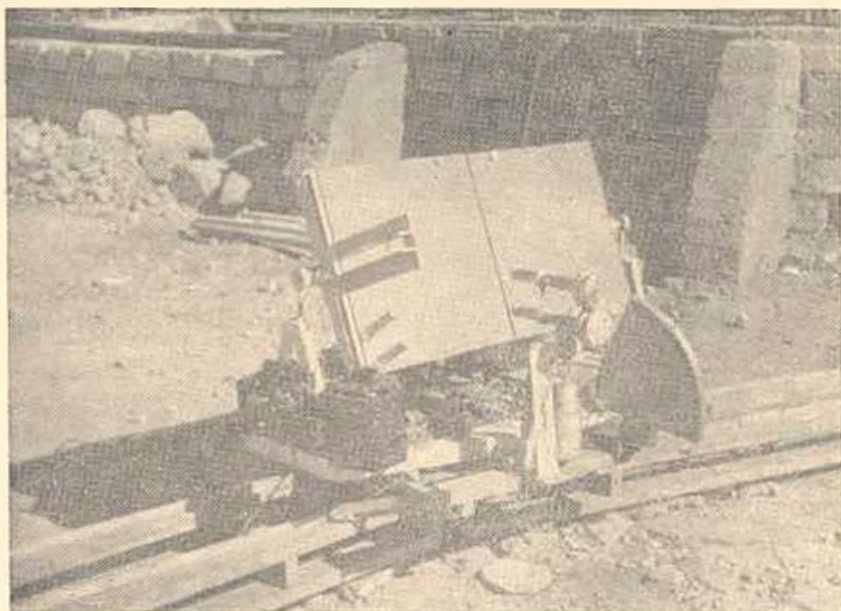


Рис. 10. Модель единичного отражателя 1957 г. во время испытаний.

Автоматическое управление приводами 3-х движений было осуществлено с помощью трех датчиков. Два из них, работающие на отраженном от зеркала солнечном луче, закреплены на общем установочном приспособлении и сохраняют одно и то же заранее отрегулированное положение, благодаря подвесной системе с контргрузом.

Третий датчик, управляющий азимутальным передвижением тележки, работает на прямом солнечном луче и имеет коллимационный растроб в виде сектора.

Характеристики фототоков и количество включений приводов были зафиксированы на осциллограмме. Одновременно велись визуальные наблюдения за перемещением изображения на экране.

Результаты обработки измерений показали, что автоматы такого типа обеспечивают фокусировку отраженного луча с точностью до  $2'$ .

Энергетический институт им. Г. М. Кржижковского

АН СССР

Институт энергетики и гидравлики

АН Армянской ССР

Получено 12.VIII 59

Հ. Տ. ՇԵՐՄԱԶԱՆԻԱՆ, Խ. Խ. ԱՊԱՐԵՍԻ

ԱՐԵՎԻԿԱԼԱՅԻՆ ԶԵՆԻՏԱՅԻՆ ԿԱՅԱՆԻ ՀԵՏԵՎՈՂ  
ԱՎՏՈՄԱՏԻԿԱՅԻ ԷԼԵՄԵՆՏՆԵՐԸ

Ա. մ. փ. ո. փ. ո. մ.

Հոդվածում շարադրվում և անդամնրագրվում է արեվոկենային ջերմատվային կայանի հատուկ անդրադարձիչի ավտոմատիկայի մշակման ու հետազոտման փորձը, որը անդամնրագրված արևին հետևելու տեխնիկայի համար մեծ հետաքրքրություն է ներկայացնում:

Ավտոմատիկ կոնտնալորման պարամետրերի և նրա աշխատանքային պայմանների բազմաշարման հիման վրա, շարադրվում են այն պահանջները, որոնք պետք է ներկայացվեն ավտոմատիկայի առանձին էլեմենտներին:

Նկարագրվում է ֆոտոէլեկտրական զենիթային և ազիմուտային տվիչների նախագծման տեխոլոյանը և բերվում են համապատասխան որկնակների Արևուհեան արվում են ավտոմատիկայի դաշտային և յարդապար փորձարկումների արդյունքները, որոնք կառարվել են ինչպես մոդելների, այնպես էլ իրական առանձին անդրադարձիչի վրա:

Հոդվածում շարադրվում են քննանուր հետևություններ և հետազո գիտա-հետազոտական աշխատանքների հիմնական ուղղությունը:

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Баум В. А., Апариси Р. Р. и Гарб В. А. Солнечные установки большой мощности. Теплоэнергетика, 6, 1956.
2. Гарб В. А. Солнечная теплосиловая станция в Араратской равнине. Труды научно-технической конференции по теплотехнике. Ереван, 1959.
3. Шермазанян Я. Т. Автоматика солнечной теплосиловой станции. Там же

4. Гарф Б. А. Механизмы вращения подвижных солнечных установок. Использование солнечной энергии. Сб. 1, изд. АН СССР, 1957.
5. Коломиец Б. Т. Фотосопротивления. АН СССР. Институт полупроводников, 1956.
6. Коломиец Б. Т. и Олеск А. О. Характеристики фотосопротивлений из поликристаллического сульфида кадмия. „Электричество“, 6, 1956.
7. Апариси Р. Р. Экспериментальная установка для получения высоких температур. Использование солнечной энергии. Сб. 1, изд. АН СССР, 1957.

## МАШИНОВЕДЕНИЕ

III. М. ТЕР-ОВСЕПЯН, А. А. ТЕР-МКРТЧЯН

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ЭКОНОМИЧНОСТИ СХЕМЫ  
КОМБИНИРОВАННОЙ ГАЗОТУРБИННОЙ УСТАНОВКИ  
СО СВОБОДНО ПОРШНЕВЫМ ДВИГАТЕЛЕМ

Крупным достижением современной техники является создание нового двигателя—газовой турбины, широкое применение которой позволяет значительно повысить экономичность энергетических, силовых и транспортных установок. Известно, что у обычных газотурбинных установок (ГТУ) максимум кпд достигает до 20—22 процентов.

Однако, наибольший экономический эффект получается при применении газовых турбин в схемах комбинированных газотурбинных установок с так называемыми двигателями со свободно движущимися поршнями. Высокая экономичность схем комбинированных ГТУ со свободно поршневым двигателем (СПД) и газовой турбиной (ГТ) по сравнению с обычными ГТУ обусловлена следующими их преимуществами. 1. Объединение в одном агрегате свободнопоршневым двигателем двигателя и компрессора (осуществление поршневого двигателя прямого действия, позволяют создать комбинированную теплоэнергетическую установку со значительно меньшим расходом металла (в полтора, два раза) на ее изготовление и почти полностью освобождает от применения дорогостоящих антифрикционных сплавов.

2. Комбинированная установка с СПД и ГТ позволяет при определенных условиях осуществлять рабочий процесс с высокой экономичностью (кпд равен 41,8% без использования тепла отработанных в газовой турбине газов) вследствие наиболее рационального сочетания основных преимуществ газовых турбин и двигателей внутреннего сгорания (дизелей) и устранения недостатков свойственных каждому из них. В такой комбинированной теплосиловой установке образование рабочего тела происходит при высоком давлении и высокой температуре в цилиндре двигателя, недопустимых для обычных газовых двигателей. В то же время, благодаря наличию в схеме газовой турбины, происходит термодинамический цикл полного расширения, который не может быть осуществлен в обычных двигателях внутреннего сгорания.

3. Высокий кпд достигается при сравнительно невысоких давлениях рабочего газа и при весьма умеренных температурах его на входе в газовую турбину (500—600 °С). В результате отпадает необ-

ходимость применения дорогостоящих антифрикционных сплавов для изготовления лопаток газовой турбины, являющихся уязвимым узлом конструкции последних.

4. В СПД можно изменять крайнее положение поршней в зависимости от количества подаваемого топлива, что позволяет очень эффективно и экономично регулировать количеством воздуха, подаваемого компрессором. Кроме того, в комбинированной установке с СПД и ГТ можно дополнительно осуществить регулирование путем перепуска воздуха после компрессора непосредственно на газовую турбину, используя для этого регенерацию. Все это позволяет осуществить регулирование мощности установки в широких пределах без значительного понижения ее экономичности. Подобное положительное свойство резко отличает схему ГТУ с СПД—ГТ от обычных ГТУ, у которых регулирование мощности приводит к резкому снижению их экономичности.

5. Вследствие значительной простоты конструкции свободнопоршневых двигателей (отсутствие кривошипно-шатунного механизма, нагруженных подшипников и др.), а так же относительно низкой температуры газа можно достичь в комбинированной ГТУ значительного увеличения моторесурса (до 10.000 часов).

6. В качестве топлива для СПД могут быть применены различные дешевые тяжелые прогоны нефти (соллярное масло, мазут и др.), а так же местное газообразное и твердое топливо при осуществлении двухтактного процесса.

Известны конструкции СПД, работающие на ядерном топливе.

7. В комбинированной газотурбинной установке с СПД—ГТ может быть осуществлен набор нескольких СПД унифицированной мощностью, работающих на одну газовую турбину. Причем, при одновременной работе нескольких СПД и одной установке вполне возможна самостоятельная работа отдельных двигателей, что делает всю установку вполне надежной в эксплуатации.

8. КПД комбинированной установки с СПД—ГТ может быть увеличен на 15 и более процентов за счет использования тепла, содержащегося в отработанных в газовой турбине газах.

В зависимости от назначения все двигатели со свободнодвижущимися поршнями можно разделить на два класса.

Двигатели первого класса СПДК применяют для приводов компрессоров при получении сжатого воздуха.

В этом случае двигатель и компрессор представляют агрегат, смонтированный в одном блоке. Поршни двигателя соединены непосредственно с поршнями компрессора и передают им всю работу, развиваемую газом в рабочем цилиндре двигателя (за исключением затрат работы на преодоление трения поршней от стенки цилиндра).

Двигатели СПДГ—второго класса—применяют в качестве генераторов рабочих газов. При этом весь воздух, сжимаемый компрессором, расходуется на продувку и наддув цилиндра двигателя, а за-

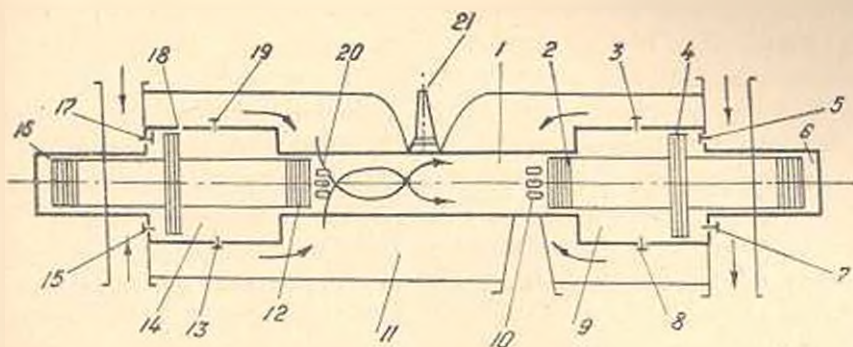


Рис. 1.

тем продукты сгорания двигателя в смеси с воздухом направляются в качестве рабочего тела в газовую турбину или поршневую расширительную машину. В этом случае двигатели со свободнодвижущимися поршнями входят в состав комбинированной теплосиловой ГТУ.

На рис. 1 показана схема симметричного СПДК с воздушным буфером. Принцип действия такого двигателя заключается в следующем.

В цилиндре 1 двигателя расположены два рабочих поршня 2 и 12, которые при помощи штоков соединены с соответствующими поршнями 4 и 18 компрессора. Во время рабочего (расходящегося) хода поршней 2 и 12 двигателя, когда в рабочем цилиндре 1 расширяется газ, в цилиндрах 9 и 14 компрессора происходит сначала сжатие воздуха, а затем его нагнетание в ресивер 11 продувочного воздуха через клапаны 3, 8, 13 и 19. При дальнейшем процессе сжатия начинается нагнетание воздуха через клапаны 7 и 15 и расходные блонны для различных технических нужд. В качестве продувочного насоса иногда используют полость цилиндров компрессора, образуемую обратной стороной поршней 4 и 18 компрессора. Одновременно со сжатием воздуха в компрессорах при совершении рабочего хода поршней 2 и 12 двигателя начинается процесс сжатия воздуха в специальных буферных цилиндрах 6 и 16, так что к моменту наибольшего расхождения поршней 2 и 12 в этих цилиндрах образуется воздушный буфер. Таким образом, воздушные буферы аккумулируют энергию работы расширения газов в двигателе для совершения обратного (сходящегося) хода поршней 2 и 12, при котором происходит процесс сжатия воздуха в рабочей полости цилиндра 1. При подходе поршней к внутренней мертвой точке происходит впрыск топлива, которое сгорает, вследствие чего резко повышается давление и температура, поршни отталкиваются обратно, то есть происходит расширение газов, цикл повторяется. Таким образом, воздушные буферы, образованные от сжатия воздуха в цилиндрах 6 и 16 имеют то же назначение, что и маховик в двигателях с кривошипно-шатунным механизмом. При обратном ходе поршней одновременно со сжатием

воздуха в цилиндре двигателя происходит процесс всасывания воздуха в цилиндре 9 и 14 компрессора через спускные клапаны 5 и 17.

Важным этапом в комплексе вопросов, связанных с проектированием новых установок является определение оптимального значения характеристик экономичности, обеспечивающих наиболее эффективное использование, как отдельных узлов, так и установки в целом. Поэтому вопрос технико-экономического анализа схем ГТУ с СПД-ГТ является вопросом первостепенной важности.

Целью настоящей работы является установление приемлемых для инженерных расчетов аналитических зависимостей, связывающих заданные исходные и действующие на рабочий режим параметры, позволяющие составить расчетную схему ГТУ с СПД и ГТ.

Работа эта является модификацией известной в литературе методике профессора В. К. Кошкина, освещенной в его книге\* по расчету схем газотурбинных установок, с тем преимуществом, что при тех же комбинациях зависимостей, полученных проф. В. К. Кошкиным для построения сетки экономичности, авторам удалось упростить, как схему расчета, так и построение самой сетки. Работа проделана авторами при консультации профессора В. К. Кошкина.

В дальнейшем принимаем следующие обозначения для исходных параметров:

$p_0$  — давление воздуха до компрессора;

$p_k$  — давления воздуха после компрессора;

$\pi_k$  — степень повышения давления в компрессоре;

$\eta_{спдк}$  — кпд СПДК;

$N_t$  — мощность газовой турбины;

$\eta_t$  — кпд газовой турбины;

$\nu$  — коэффициент гидравлических потерь в системе подачи рабочих газов от СПДК КГТ;

$\alpha$  — коэффициент избытка воздуха в цилиндре СПД; определяется при заданном характерном коэффициенте  $\beta$  из произведения  $\alpha \cdot \beta$ ;

$\beta$  — характерный коэффициент, определяющий отношение расхода воздуха через компрессор к расходу воздуха, участвующего в сгорании топлива в двигателе.

### *Вывод аналитического выражения для кпд ГТУ $\eta_{гст}$*

В общем случае кпд ГТУ определяется следующим образом

$$\eta_{гст} = \xi_1 \eta_k \eta_c \eta_k \eta_t \eta_p \quad (1)$$

\* В. В. Кошкин и др. Двигатели со свободноподвижными поршнями в тепло-силовых установках. Машгиз, 1957.

где  $\xi_1$  — отношение теплоемкостей газов при температурах  $T_0$  и  $T_1$

$$\xi_1 = \frac{c_{p1}}{c_{p0}} \quad (2)$$

$\eta_1 = T_1/T_0$  — отношение температур, определяющее степень подогрева рабочего газа;

$\eta_c$  — эффективный кпд СПД;

$\eta_k$  — политропический кпд компрессора

$$\eta_c \eta_k = \eta_{спдк}, \quad (3)$$

$\eta_v$  — характеризует влияние гидравлических потерь на кпд всей комбинированной установки

$$\eta_v = \frac{1 - \left(\frac{P_0}{P_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}}{\frac{n_k-1}{n_k} \pi_k^{\frac{1}{n_k}} - 1}$$

Степень совершенства газопроводных систем установки характеризуется коэффициентом гидравлических потерь  $\gamma$ , равным отношению  $P_1$  — давления газа перед турбиной к  $P_k$  — давления воздуха сжатого в компрессоре

$$\gamma = \frac{P_1}{P_k} \quad (4)$$

Учитывая последнее для  $\eta_k$ , получаем:

$$\eta_v = \frac{1 - \left[ 1 - \left( \frac{1}{\pi_k \gamma} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}{\frac{n_k-1}{n_k} \pi_k^{\frac{1}{n_k}} - 1} \quad (5)$$

Анализ уравнения (1) показывает, что если в него поставить значение входящих величин по (2), (3), (5), то после произведения элементарных преобразований, получим:

$$\eta_{уст} = \frac{c_{pk}}{c_{p1}} \left[ \frac{\eta_{спдк}}{\frac{n_k-1}{n_k} \pi_k^{\frac{1}{n_k}} - 1} + (1 - \eta_{vw}) \right] \left[ 1 - \left( \frac{1}{\gamma \pi_k} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \eta_T \quad (6)$$

где  $\eta_{vw}$  — коэффициент потерь на теплопередачу, равный 0,2.

Поставив значение  $\eta_{vw}$  в (6), получим следующее выражение

$$\eta_{уст} = \frac{c_{pk}}{c_{p1}} \left[ \frac{\eta_{спдк}}{\frac{n_k-1}{n_k} \pi_k^{\frac{1}{n_k}} - 1} + 0,8 \right] \left[ 1 - \left( \frac{1}{\gamma \pi_k} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \eta_T \quad (7)$$

определяющее кпд комбинированной ТУ через кпд СПД  $\eta_{\text{спдк}}$ , степени повышения давления в компрессоре,  $\pi_k$ , коэффициента гидравлических потерь  $\chi$  и кпд газовой турбины  $\eta_t$ .

*Вывод аналитического выражения для степени подогрева  $\phi_1$*

В общем случае тепловой баланс СПД с перепуском части воздуха из компрессора в выпускной ресивер определяется следующим уравнением

$$G_k c_p T_1 = G_t c_{p1} T_1 + (G_k - G_t) T_k c_{pk}, \quad (8)$$

где  $c_{p1}$  — теплоемкость газов (при постоянном давлении) перед ГТ;

$G_t$  — расход воздуха в одну сек. участвующего в продувке и наполнении двигателя;

$c_{p1}$  — теплоемкость выпускных газов (при постоянном давлении);

$T_1$  — температура выпускных газов из двигателя;

$c_{pk}$  — теплоемкость при постоянном давлении сжатого воздуха после компрессора;

$T_k$  — температура воздуха на выходе из компрессора.

Разделив уравнение (8) на  $G_k$ , будем иметь

$$c_p T_1 = \frac{\varphi}{\beta} c_{p2} T_2 + \left(1 - \frac{\varphi}{\beta}\right) c_{pk} T_k, \quad (9)$$

здесь использован характерный коэффициент  $\beta$ , который определяется из выражения

$$\beta = \frac{\frac{H_u}{n_k - 1} \frac{ART_0 \pm L_0}{n_k - 1}}{\frac{\eta_{\text{спдк}}}{n_k - 1} - 1}, \quad (10)$$

где  $\epsilon$  — коэффициент продувки равный отношению количества воздуха, потребляемого поршневым двигателем для наполнения и продувки его цилиндра, к количеству воздуха, пошедшего на наполнение цилиндра двигателя;

$H_u$  — низшая теплотворная способность топлива;

$\alpha$  — коэффициент избытка воздуха в двигателе;

$L_0$  — теоретическое необходимое количество воздуха для полного сгорания 1 кг топлива;

$R$  — газовая постоянная.

Для случая, когда выполнен вариант двигателя без перепуска воздуха  $\varphi = \beta$ , температура  $T_1$  продуктов сгорания в смеси с продувочным воздухом может быть подсчитана по уравнению теплового баланса. Предполагая, что поршневой компрессор не охлаждается и что работа трения расходуется на нагрев газа, получаем:

$$c_{p1} T_1 = c_{pk} T_k + (1 - \eta_c - \eta_{\text{спдк}}) \frac{G_t}{V} \quad (11)$$

здесь  $g_T$  — расход жидкого топлива.

После несложных преобразований получаем выражение, определяющее температуру  $T_1$  рабочего газа перед лопатками турбины:

$$T_1 = \frac{c_p}{c_{p1}} T_0 + \frac{g_T}{c_{p1} \beta} (1 - \eta_w). \quad (12)$$

при отсутствии перепуска, когда  $\beta = \varphi$ , что тоже  $c_{p1} = c_{p0}$ , следует

$$T_1 = T_r = \frac{c_{p0}}{c_{p1}} T_0 + \frac{g_T}{c_{p0} \beta} (1 - \eta_w) \quad (13)$$

или если учесть, что  $g_T = \frac{H_u}{\alpha L_0}$ , то получим:

$$T_1 = T_r = \frac{c_{p0}}{c_{p1}} T_0 + \frac{H_u (1 - \eta_w)}{\beta \alpha L_0 c_{p1}} \quad (14)$$

Поставив в уравнение (14) значение характерного коэффициента  $\beta$  из (10) и учитывая, что  $\eta_w = 0,2$ , получим:

$$Q_1 = \frac{T_1}{T_0} + \frac{c_{p0}}{c_{p1}} \left[ 1 + \frac{\pi_k^{\frac{n_k-1}{n_k}}}{\eta_{сн,k}} \cdot 0,8 \right] \quad (15)$$

или же температуру рабочего газа перед турбиной

$$T_1 = T_0 \frac{c_{p0}}{c_{p1}} \left[ 1 + \frac{0,8 \left( \pi_k^{\frac{n_k-1}{n_k}} \right)}{\eta_{сн,k}} \right] \quad (16)$$

### Построение сетки экономичности и технико-экономический анализ схем ГТУ с СПД—ГТ

Полученные выражения (7) и (15) для коэффициента полезного действия ГТУ с СПД—ГТ и отношение температур позволяют построить сетку экономичности в плоскости  $(\eta_{сн}; T_1)$ , которая связывает основные заданные параметру расчеты рабочей схемы с параметрами, действующими на режим.

Методика построения сетки экономичности такова: Составляем расчетную таблицу с последующим вычислением

$$A = \pi_k^{\frac{n_k-1}{n_k}} - 1, \quad B = \frac{\eta_{сн,k}}{A}, \quad C = 0,95(B - 0,8),$$

$$D = \left( \frac{1}{\eta_{сн,k}} \right)^{\frac{k-1}{k}}, \quad E = (1 - D) \cdot 0,8, \quad F = \eta_{сн} = E \cdot C,$$

при выбранных  $\eta_T$ ,  $n_k$ ,  $K$ ,  $\gamma$ ,  $\eta_{сн,k}$ ,  $\pi_k$ .

Определяем значение  $\eta_{уст}$  для всех возможных комбинаций значений исходных параметров при одном постоянном значении одного из них. Например, оставляя все время постоянным код СПД  $\eta_{спд} = \text{const}$ , ведем расчет  $\eta_{уст}$  для всех значений  $\tau_k$  и  $\nu$  и продолжаем эту операцию до тех пор, пока  $\eta_{уст}$  не получит все значения, ограниченные наперед заданными  $\eta_{нак}$ . Далее по формуле (16) и табл. 1 при известных  $\tau_k$ ,  $\eta_{спд}$  вычисляем  $\eta_i$  и строим сетку экономичности (рис. 2).

Таблица 1

| $\nu$ | $\tau_k$ | A    | B     | C     | D     | E     | F     | $\eta_{нак}$ |
|-------|----------|------|-------|-------|-------|-------|-------|--------------|
| 0,7   | 2        | 0,21 | 0,955 | 1,665 | 0,91  | 0,72  | 0,12  | 0,2          |
| 0,7   | 4        | 0,46 | 0,935 | 1,165 | 0,702 | 0,238 | 0,277 | 0,2          |
| 0,7   | 6        | 0,63 | 0,915 | 1,080 | 0,675 | 0,260 | 0,282 | 0,2          |
| 0,7   | 8        | 0,77 | 0,905 | 1,080 | 0,625 | 0,30  | 0,302 | 0,2          |
| 0,7   | 10       | 0,88 | 0,228 | 1,005 | 0,583 | 0,333 | 0,325 | 0,2          |
| 0,7   | 2        | 0,21 | 1,432 | 2,18  | 0,91  | 0,72  | 0,154 | 0,3          |
| 0,7   | 4        | 0,46 | 0,985 | 1,372 | 0,712 | 0,238 | 0,326 | 0,3          |
| 0,7   | 6        | 0,63 | 0,477 | 1,215 | 0,675 | 0,260 | 0,328 | 0,3          |
| 0,7   | 8        | 0,77 | 0,389 | 1,13  | 0,625 | 0,302 | 0,330 | 0,3          |
| 0,7   | 10       | 0,88 | 0,345 | 1,10  | 0,583 | 0,332 | 0,367 | 0,3          |
| 0,8   | 2        | 0,17 | 0,17  | 2,44  | 1,875 | 0,12  | 0,292 | 0,3          |
| 0,8   | 4        | 0,38 | 0,79  | 1,51  | 0,720 | 0,224 | 0,335 | 0,3          |
| 0,8   | 6        | 0,52 | 0,57  | 1,31  | 0,660 | 0,272 | 0,358 | 0,3          |
| 0,8   | 8        | 0,61 | 0,49  | 1,205 | 0,600 | 0,320 | 0,385 | 0,3          |
| 0,8   | 10       | 0,70 | 0,43  | 1,15  | 0,562 | 0,350 | 0,405 | 0,3          |
| 0,9   | 2        | 0,17 | 1,71  | 2,44  | 0,87  | 0,12  | 0,29  | 0,3          |
| 0,9   | 4        | 0,38 | 0,79  | 1,51  | 0,70  | 0,24  | 0,36  | 0,3          |
| 0,9   | 6        | 0,52 | 0,57  | 1,31  | 0,63  | 0,296 | 0,376 | 0,3          |
| 0,9   | 8        | 0,61 | 0,49  | 1,25  | 0,561 | 0,336 | 0,418 | 0,3          |
| 0,9   | 10       | 0,70 | 0,43  | 1,17  | 0,545 | 0,368 | 0,42  | 0,3          |
| 0,8   | 2        | 0,17 | 1,17  | 1,11  | 0,875 | 0,10  | 0,12  | 0,2          |
| 0,8   | 4        | 0,38 | 0,525 | 1,21  | 0,720 | 0,224 | 0,27  | 0,2          |
| 0,8   | 6        | 0,52 | 0,387 | 1,13  | 0,660 | 0,272 | 0,355 | 0,2          |
| 0,8   | 8        | 0,61 | 0,328 | 1,032 | 0,600 | 0,320 | 0,350 | 0,2          |
| 0,8   | 10       | 0,70 | 0,286 | 0,975 | 0,562 | 0,350 | 0,340 | 0,2          |
| 0,9   | 2        | 0,17 | 1,17  | 1,87  | 0,85  | 0,12  | 0,225 | 0,2          |
| 0,9   | 4        | 0,38 | 0,525 | 1,28  | 0,70  | 0,239 | 0,299 | 0,2          |
| 0,9   | 6        | 0,52 | 0,387 | 1,13  | 0,63  | 0,296 | 0,325 | 0,2          |
| 0,9   | 8        | 0,61 | 0,328 | 1,03  | 0,581 | 0,385 | 0,395 | 0,2          |
| 0,9   | 10       | 0,70 | 0,286 | 0,98  | 0,545 | 0,364 | 0,359 | 0,2          |

На рис. 2 приведена сетка экономичности для следующих числовых значений исходных параметров:

$$\tau_k = 2; 4; 6; 8; 10, \quad \mu_k = 1,3 \quad k = 1, 3, 8,$$

$$\nu = 0,7; 0,8; 0,9, \quad c_{рх}/c_1 = 0,95,$$

$$\eta_{нак} = 0,2; 0,3; 0,4, \quad \eta_{т} = 0,85.$$

Правила пользования сеткой таковы.

Выбрав точку на сетке, надо прочесть соответствующую отметку на оси ординат, где расположена шкала код установки. На оси

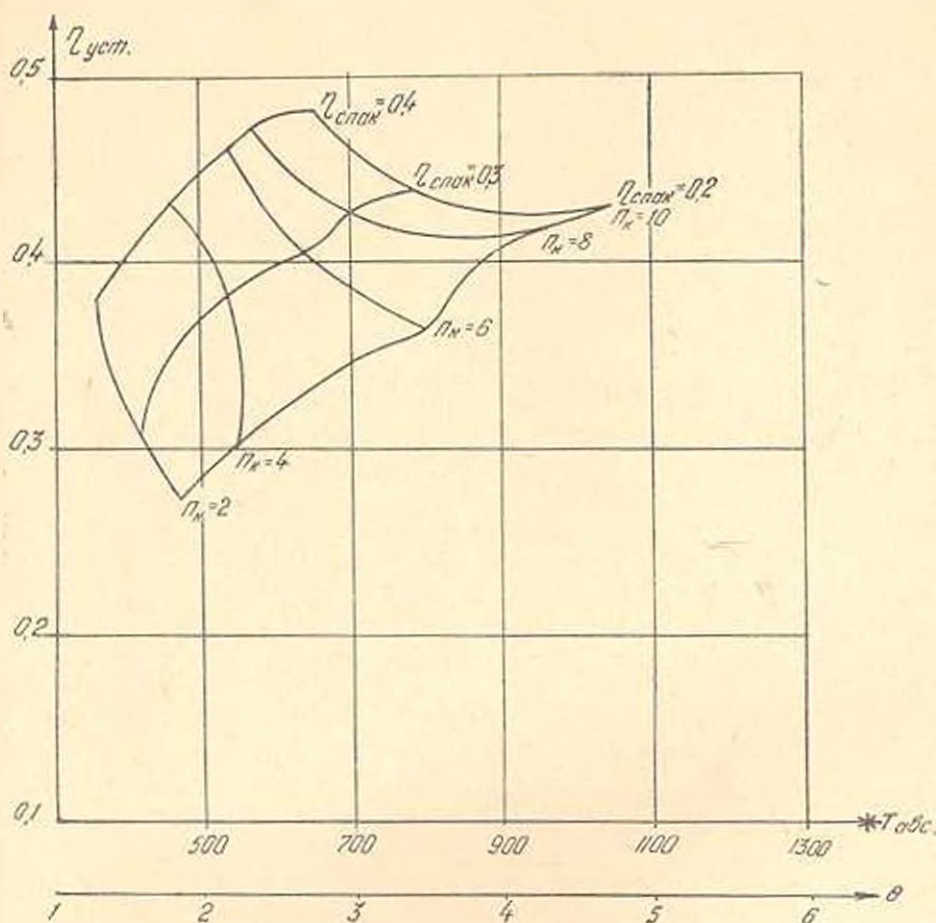


Рис. 2.

абсцисс читаем соответствующую отметку температуры рабочего газа перед ГТ, обеспечивающую оптимальный режим работы турбины. Семейство кривых ( $\pi_k$ ) указывают какой степени повышения давления соответствует выбранное значение кпд. Кривые же семейства  $\eta_{спл}$  указывают какой кпд должен быть заложен в проектируемый СПД, чтобы обеспечить при данных значениях исходных и действующих параметров выбранный кпд всей установки. Так например, по рис. 2 максимальный  $\eta_{уст.} = 41.8$  получается при СПД  $\eta_{спл.} = 0.2$ , коэффициенте гидравлических потерь  $\chi = 0.9$ , степени повышения  $\pi_k = 8$  и температуре рабочего газа перед турбиной  $T_g = 500$  С.

Изложенный метод расчета и анализ технико-экономических характеристик достаточно точен и прост. Аналитический метод построения сетки экономичности по описанной методике, в конечном счете, сводится к совместному решению уравнений (7) и (15), устанавливающих функциональную зависимость кпд установки и температуры рабочего газа от основных параметров.

В заключении необходимо отметить, что изложенная методика одинаково приемлема, как для расчета схем ГТУ с СПДК, так и с СПГГ. Предложенная методика получила практическое применение в работах отдела газотурбинных установок филиала Научно-исследовательского института электротехнической промышленности при Арм-электрозаводе.

ՓԻՆԻԱ

Поступила 15 II 1959

Շ. Մ. ՏԵՐ-ՆՈՎՍԵՅԱՆ, Ա. Ա. ՏԵՐ-ՄԿՐՏՅԱՆ

ԱԶԱՏ ՄԵՈՑԱԼՈՐ ՀԱՐԺԻՉ ՈՒՆԵՑՈՂ ՀԱՄԱԿՑՎԱԾ ԳԱԶԱՏՈՐ  
ԲԻՆԱՅԻՆ ԿԱՅԱՆՔԻ ՍԻՍՏԵՄԻ ՏՆՏԵՍՈՂԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՀԱՇՎԱՐԿԻ  
ՄԵԹՈԴԻԿԱՆ

Ա մ փ ո փ ո Վ մ

Հողվածում տրվում է ազատ մխոցավոր շարժիչ (ԱՄՇ)՝ դադարին տուրբին (ԴՏ) ունեցող համակցված դադատուրբինային կայանքի (ԴՏԿ) սխեմայի տնտեսողականության հաշվարկի մեթոդիկան: Աշխատանքը բաղկացած է չորս մասից. առաջին մասում արվում են ԱՄՇ ԴՏ ունեցող ԴՏԿ-ների առավելությունները սովորական ԴՏԿ-ների համեմատությամբ և ազատ-մխոցավոր շարժիչների դադարադրումը, այն է՝ ազատ-մխոցավոր զիզել-ճնշակներ (ԱՄԻՃ), ազատ-մխոցավոր դպիլի պեննրատորներ (ԱՄԳԿ): Եկարագրված են ԱՄԻՃ-ի սկզբունքային սխեման և նրա աշխատանքի սկզբունքը (նկ. 1):

Երկրորդ և երրորդ մասերում, չեղմադինամիկայի հայտնի սկզբունքների հիման վրա արտահայտված են համակցված ԴՏԿ-ի օգտակար դորժողությունը զործակցի և աշխատող մարմնի տաքացման ստանձանի համար ունակուիկ արտահայտություններ:

Չորրորդ մասում տրվում է հաշվարկի կատարման, տնտեսողականության ցանցի կառուցման մեթոդիկան և հատկապես ԴՏԿ-ի սխեմայի տեխնիկա-տնտեսական վերլուծությունը:

Հաշվարկի կատարման և տնտեսողականության ցանցի կառուցման ժամանակ դործառված մեծությունների թվական նշանակություններն ունեն կիրառական նշանակություն:

ХИМИЧЕСКАЯ ТЕХНОЛОГИЯ

М. Г. МАНВЕЛЯН, Э. Г. МАЛХАСЯН

ИЗМЕНЕНИЕ ШАМОТОВОГО ОГНЕУПОРНОГО МАТЕРИАЛА  
ПРИ ЭЛЕКТРОВАРКЕ ЭЛЕКТРОКОЛБОЧНОГО СТЕКЛА

Изучение перехода огнеупорного материала печи в стекломассу при электронарке электроколбочного стекла имеет важное значение как в смысле установления процессов, происходящих между шамотом и стекломассой при высоких температурах, так и в смысле выяснения срока службы шамотового огнеупора в печах электросварки электроколбочного стекла.

Впервые переход шамота в стекломассу в полупромышленной электрической печи варки электроколбочного стекла был изучен сотрудниками Химического института АН Армянской ССР [1].

Ниже приводится химико-минералогическое изучение шамотовых брусьев после применения их в электрической печи варки электроколбочного стекла.

Шамотовые брусья по мере работы печи (в течение 7,5 мес.) постепенно разьедались и уменьшались в размерах. Уменьшение размеров брусьев при одних и тех же условиях, в зависимости от температуры варки происходило с определенной закономерностью: постепенным образованием отдельных слоев и одновременно постепенным уменьшением толщины слоев вследствие перехода соприкасающейся со стеклом части бруса в стекломассу (здесь не рассматриваются случаи, когда в стекломассу могут попасть отдельные мелкие куски шамота). С течением времени под воздействием высоких температур и вследствие миграции щелочей происходит определенное физико-химическое изменение в шамоте, сопровождающееся образованием отдельных оформившихся кристаллов. При сооружении печи были применены новые шамотовые брусья, имеющие гладкую поверхность. С течением времени вследствие воздействия потоков стекломассы и щелочных паров гладкая поверхность бруса превращалась в неровную, с удлиненными бороздками, покрытую тонким слоем стекломассы. Поверхность разъеденной части бруса напоминает совокупность отдельных сосулек (рис. 1).

Поперечный разрез шамотового бруса после его службы следующий: поверхностный слой шамотового бруса представляет собой стекло, названное вышеупомянутыми авторами „шамотовым стеклом“ (I) под этим стеклом замечается эмалеподобный слой (II), далее след.

6. Изв. ТН, № 1



Рис. 1. Шамотовый брус из осветлительной зоны электропечи после 7,5 месячной службы. Размер бруса  $30 \times 40 \times 30$  см.



Рис. 2. Шамотовый брус из осветлительно-выработочной зоны электропечи после 7,5 месячной службы. Размер бруса  $30 \times 40 \times 30$  см. I. Шамотовое стекло. II. Эмалеполобный слой (плеска). III. Фарфоровидный слой

дует фарфоровидная масса (III), затем слой обожженного шамота (белого цвета—IV), кирпично-желтоватый слой шамотового бруса (V), который завершается неизменной частью шамотового бруса (IV) (рис. 2 и 3). Почти всегда шамотовое стекло с поверхности покрыто тонким слоем вырабатываемого стекла.

На рис. 3 показан горизонтальный разрез бруса, на котором ясно видны 3 слоя: более плотная беловатая часть с меньшим содержанием темнокрасных частиц (IV), кирпично-желтоватая часть с зер-



Рис. 3. Шамотный брус из выработочной зоны электропечи после 7,5 месячной службы. Размер  $30 \times 40 \times 30$  см. IV, Обожженный слой, V Кирпично-желтоватый слой шамотового бруса, VI. Неизмененный шамот.

истой структурой (V) и слегка серовато-белого цвета зернистая масса — не измененная часть бруса (VI).

Считаем целесообразным указать, что в какой бы зоне печи не были установлены брусня, всегда их излом имел указанные три слоя.

В табл. 1 приведены результаты микроскопического исследования вышеуказанных слоев.

Как видно из табл. 1, применяемый в электрической стекловаренной печи шамотовый брус под действием высоких температур и паров щелочей подвергается определенному структурному изменению и, превращаясь в шамотное стекло, переходит в расплавленную стекломассу. Исходный шамотовый брус в течение 7,5 месячной работы в электрической печи (в качестве футеровочного материала) микроскопически почти не изменился; изменение произошло, как показали ряд исследователей для пламенных печей [2, 3, 4], только в тех частях шамотового бруса, которые находились вблизи расплавленной стекломассы и подвергались непосредственному воздействию щелочных паров путем миграции последних во внутрь огнеупора. Известно, что щелочи весьма разъедающе действуют на алюмосиликаты, а также на кремнезем. Действие щелочей на шамот в зависимости от их концентрации, может вызывать образование различных щелочесодержащих соединений, в том числе щелочных алюмосиликатов. Желто-кирпичный оттенок в виде отдельного слоя в изломе бруса появляется, по всей вероятности, вследствие воздействия щелочей при более низких температурах, чем температура поверхности бруса, контактирующей со стекломассой. По-видимому, путем некоторого повышения температуры и увеличения количества щелочей можно достигнуть такого же состояния для излома желто-кирпичной части бруса, какое наблюдается у части шамота, расположенного ближе к расплавленному стеклу. Образование

муллита за счет глинозема и кремнезема шамота может иметь место до его применения в качестве футеровочного материала, однако размеры зерен муллита могут быть недостаточными для обнаружения их под микроскопом. По мере увеличения продолжительности службы огнеупора в печи и изменения температуры, несомненно происходит укрупнение кристалликов муллита, что показано работами Д. С. Белянкина и Б. В. Иванова на газовых печах [2], а также настоящим

Таблица 1

Микроскопическое изучение слоев шамотопитного бруса, применяемого  
в электрической печи жарки электроизоляционного стекла

| Наименование слоев                                          | Краткая петрографическая характеристика                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                        |
|-------------------------------------------------------------|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| 1. Неизменная часть бруса (исходный брус) . . . . .         | Беловато-серого цвета, имеет мелкозернистую структуру. Под микроскопом состоит из субмикроструктурированной массы. В очень редких случаях замечается наличие кварцевых зерен: $Nr = 1,553$ ; $No = 1,544$ , $Nz = No = 0,009$ , угасание прямое и дельбита? $Ng = 1,539$ , $Np = 1,528$ , $Ng - Np = 0,010$ , угасание косое: величиною до $0,5 \text{ м.м}$ (рис. 4).                                                                                                                                         |
| 2. Желто-коричневый слой бруса . . . . .                    | Цвет желто-коричневый, имеет мелкозернистую структуру. В отдельных местах можно наблюдать голубоватые пятнышки, которые по всей вероятности являются результатом разрушения отдельных частиц полевых шпатов под действием паров щелочей.<br>Под микроскопом она целиком состоит из субмикроструктурированной массы, местами со следами растворенного минерала, как отметили выше, по всей вероятности полевого шпата.                                                                                          |
| 3. Обоженный слой . . . . .                                 | Представляет собою плотную светлосерую массу. Под микроскопом она имеет субмикроструктурированную структуру, с единичными маленькими зернами кварца со следами растворения.                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                    |
| 4. Фарфоровидный слой . . . . .                             | Макроскопически имеет плотное сложение и белый-светлосерый оттенок. Под микроскопом общая масса очень похожа на эмалевую пленку (см. ниже). Здесь по сравнению с эмалевой пленкой тонкие кристаллики муллита ( $Ng = 1,651$ , $Np = 1,442$ ) представлены неясно. Заметно несколько зерен корунда $No = 1,768$ , $Nz = 1,760$ синевато-белого цвета), и кварца. Отмечаются очень тонкие трещины.                                                                                                               |
| 5. Эмалеподобный слой (пленка) . . . . .                    | Макроскопически он белого цвета, имеет очень плотное сложение. В некоторых случаях (см. рис. 2) легко можно выделить от общей массы. Толщина эмалевой пленки составляет от $0,5$ до $1,5 \text{ м.м}$ .<br>Под микроскопом общая масса представляет собою субмикроструктурированное обожженное вещество, с первого взгляда напоминающее стеклообразную массу $n = 1,517$ . В такой массе едва заметны следы очень тонких кристаллов муллита (рис. 5).<br>Микроструктура плотная, с очень маленькими трещинами. |
| 6. Шамотное стекло . . . . .                                | Стекло желтоватого оттенка. Под микроскопом представляет собою прозрачную стекловатую массу. Показатель преломления массы $n = 1,507$ .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                        |
| 7. Соприкасающаяся к шамотному стеклу стекломасса . . . . . | Стекло прозрачное. Под микроскопом представляет собою сплошное стекло. Показатель преломления массы — $n = 1,502$ .                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                                            |

исследованием при электроварке стекла. Одновременно с муллито́м был обнаружен также кристобалит.

Действие щелочных паров на муллитовую и кремнеземистую фазы происходит в различной степени: муллит несколько более стоек к действию щелочей, чем кремнезем.

Это обстоятельство приводит к некоторому относительному повышению содержания муллита в контактной зоне. Разрушение муллита парами щелочей в зависимости от температуры проходит с определенной силой. Можно предполагать, что в контактной зоне муллит почти полностью разлагается, образуя так называемое шамотовое стекло, в котором, как показали наши исследования, содержание  $Al_2O_3$



Рис. 4. Кристаллы кварцевых зерен в исходном шамотовом брусе (1 слой бруса). Уп. 84. X мик.



Рис. 5. Игольчатые кристаллы муллита в эмалеподобном слое (пленке) бруса. Уп. 84. X мик.

составляет 25%. Как известно, при сравнительно больших концентрациях щелочи разрушение муллита происходит гораздо быстрее. Присутствуют ли в слое „шамотовое стекло“, муллитовые кристаллики, нами пока, из-за отсутствия возможностей, не изучено. Однако, по всей вероятности, можно предполагать, что в первой стадии образования „шамотового стекла“ за счет эмалеподобного слоя может иметь место механический переход муллитового скелета, а также корунда в „шамотовое стекло“.

В этой работе нами была сделана попытка изучить изменение структуры шамотового бруса при применении его в электрической печи варки электроколбо́чного стекла.

Установлено, что вблизи контакта бруса с варившимся стеклом в фарфоровидных и эмалеподобных слоях замечаются игольчатые, кристаллы муллита и корунда. Последние после длительного воздействия паров и высокой температуры, превращаясь в „шамотовое стекло“, переходят в варившуюся стекломассу. Корунд имеет синевато-белую окраску. Минерал одноосный отрицательный  $No - Ne = 0,008$ , рельеф высокий.

## Մ. Գ. ՄԱՆՎԵԼՅԱՆ, Է. Դ. ՄԱԼԽԱՅԱՆ

ԷԼԵԿՏՐՈԼԱԳՐՈՄԻ ԱՊԱՆՈՒ ԷԼԵԿՏՐՈԼՈԳԻՆ ԿԵՊ-ԲՈՒՐ  
ՎԱՌԱՐԱՆԻ ԸՆԴՈՏԱՅԻՆ ՆԵՐՄԱԳՈՏՄԱՆ ՓՈՓՈԽՈՒԹՅՈՒՆԸ

## Ա Վ Փ Ն Ո Փ Ո Ւ Մ

Հաղորդում եմ նկարագրում է էլեկտրադաշտային ապակու էլեկտրադաշտային պրոցեսներից հետո վառարանի շամուռային ներապատման աղյուսների միներալոգիական փոփոխությունը: Դժամին շարունակ վառարանում ելվել է էլեկտրադաշտային ապակու: Այդ ապակին հրահեղուկ դրաժմար չփխլով վառարանի շամուռայ պատերին, մաշել է նրան տառիճաճարար, տեղի տալով որոշակի բյուրեղական առաջացումներին ելվող ապակու շերտը, որն անմիջականորեն չփխլում է շամուռայ աղյուսների մակերևոյին փոխադրվում է վերջինիս մաստայի հետ և տառք բերում միջանկյալ ապակու շերտը: Վերջինս միջոց ենթակա է նորոգման, քանի որ տառքուցած շերտը, անցնելով ելվող ապակու մեջ, կրկին շամուռի մաստայից նոր քանակներ է վերաժում շամուռայ ապակու: Անընդհատ նոր շամուռայ ապակու շերտերի առաջացման և նրանց ելվող ապակու մաստայի մեջ անցնելու պատճառով, շամուռայ աղյուսները ենթարկվում են մաշման: Էլեկտրադաշտային ապակու ելումը տարված է 1360 — 1420°, ապախի բարձր ջերմաստիճանում տեղի է ունենում որոշ քանակի հիմքային օքսիդների անջատում ապակու մաստայից և նրանց ներթափանցում շամուռի աղյուսներում: Այս պայմաններում քայքայվում է աղյուսի մասան տառք բերելով համեմատաբար հեշտ հալվող մասնա, բայց ալդ, աղալիսի պայմաններում շամուռային մաստայից առաջանում են ավելի դժվար քայքայվող մասեր, որոնք, ինչպես ցույց է տվել տառիճաճարարությունը, իրենցից ներկայացնում են մոլիբդի մասեղնածն բյուրեղներ: Ա՜ 1 աղյուսակում տրված է շամուռային աղյուսի փոփոխությունը բարձր ջերմաստիճանի և հիմքային օքսիդների աղեղնությունից: Դժամին էլեկտրադաշտային վառարանում մնալուց հետո: Բայցի մոլիբդի բյուրեղներից, նկատվել են նաև կոբալտի հատիկներ: Վերահիշող բյուրեղները նույնպես բարձր տառիճանի և հիմքային օքսիդների աղեղնության տակ վերամշվում են ապակու մաստայի և անցնում ելվող ապակու մեջ: Հաստատված է, որ շամուռայ աղյուսի ալդալիսի փոփոխությունը տեղի է ունենում անընդհատ, որը և հետևանք է վառարանի աշխատանքի հետ միասին շամուռայ աղյուսի անընդհատ մաշման:

## Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Մ. Գ. Մանվելյան, Ա. Փ. Մելիք-Ախնազարյան, Կ. Ա. Կոստանյան, Ե. Օ. Ուլունյան, Է. Ա. Բրնյան, Ե. Դ. Օգանյան, «Известия АН Армянской ССР», (տ. XI, № 4, 1958).
2. Մ. Գ. Մանվելյան և Ե. Վ. Մանյան, «Известия АН СССР», Отд. техн. наук, 1937, № 1, стр. 151—165.
3. Մ. Գ. Մանվելյան և Ե. Վ. Մանյան, «Известия АН СССР», Отд. техн. наук, 1940, № 3.
4. Մ. Գ. Մանվելյան, Ե. Վ. Մանյան և Ե. Վ. Մանյան, «Петрография технического камня», 1952.

## Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

### Հիպոթիզեր

|                                                                                                                                                               |   |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---|
| Ի. Վ. Եղիազարով. Ջրաբերունների տեղադրման և նրանց մոզելացման խնդրի լուծման մասին. ջրաբերունների շառման գիտական հետազոտությունների զարգացման և պիները . . . . . | 3 |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---|

### Շինարարական մեխանիկա

|                                                                                                                          |    |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Ո. Ո. Դուրբինյան. Ազատության մի բանի տատնանքի ունեցող սխառների առանձնահատկությունները առաձգական սահմանից դուրս . . . . . | 21 |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|

### Հիպոթեզներ

|                                                                                   |    |
|-----------------------------------------------------------------------------------|----|
| Բ. Լ. Բուրիարյան. Հիդրոստատիկների մոզելացումը առանձին հատկություններում . . . . . | 29 |
|-----------------------------------------------------------------------------------|----|

### Էլեկտրականիկա

|                                                                                                                                                                      |    |
|----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Ա. Մ. Աստրեյան. Վերջավոր մագնիսական թափանցելիություներ ունեցող միջավայրում մագնիսականության խնդիրների լուծման համար արտադրական մեթոդի կիրառման հարցի մասին . . . . . | 37 |
| Կ. Ա. Ալիբեկյան. Էլեկտրական Ֆիլտրների մարումն ու փազայի դորմակիցը և ջերմության բազմանգամները կոմպլեքս դաշտում . . . . .                                              | 45 |

### Հեկտոնիկա

|                                                                                                                             |    |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Հ. Տ. Երմազյան, Ռ. Ռ. Ապարիտի. Արեգակնային ջերմության կայանի հետևողական փոփոխության էլեկտրականիկայի էլեկտրականիկա . . . . . | 57 |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|

### ՕՔԵԼԵԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

|                                                                                                                                                              |    |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Շ. Մ. Տեր-Հովսեփյան, Ա. Ա. Տեր-Մկրտչյան. Ազատ միացվող շարժիչ ունեցող համակցված զագառուրինային կայանի սխառների տնտեսողականության հաշվարկի մեթոդիկան . . . . . | 71 |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|

### Քիմիական հեկտոնիկա

|                                                                                                                                                  |    |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Ս. Գ. Սանիկյան, Է. Գ. Մալխասյան. Էլեկտրալուծման արագության էլեկտրալուծման արագության և ջերմության շառման ինտերակցիայի փոփոխությունները . . . . . | 81 |
|--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|

## С О Д Е Р Ж А Н И Е

Стр.

### Гидравлика

|                                                                                                                                             |   |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---|
| И. Б. Егузаров. К решению задачи о транспорте наносов и его моделирование. Пути развития научных исследований по снижению наносов . . . . . | 3 |
|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|---|

### Строительная механика

|                                                                                                           |    |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| С. С. Дарбинян. Сдвиговые колебания системы со многими степенями свободы за пределами упругости . . . . . | 21 |
|-----------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|

## Гидротехника

*Б. Л. Бунятян.* Моделирование гидротурбин при переходных процессах . . . . . 29

## Электротехника

*А. М. Аракелян.* К применению метода изображений в решении магнитостатических задач при конечных магнитных проницаемостях среды . . . . . 37

*К. А. Мелик-Вартанян.* Затухание и коэффициент фазы электрических фильтров и полиномы Чебышева в комплексной области . . . . . 45

## Гелятехника

*Я. Т. Шермазанян, Р. Р. Апариси.* Элементы автоматизации слежения солнечной теплосиловой станции (СТС) . . . . . 57

## Машиноведение

*Ш. М. Тер-Овсепян, А. А. Тер-Мкртчян.* Методика расчета экономичности схемы комбинированной газотурбинной установки со свободно поршневым двигателем . . . . . 71

## Химическая технология

*М. Г. Манвелян, Э. Л. Малхасян.* Измерение шамотового огнеупорного материала при электроплавке электроколбоного стекла . . . . . 81

