

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

ՏԵԴԵԿԱԳԻՐ ИЗВЕСТИЯ

АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ՏԵԽՆԻԿԱԿԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՍԵՐԻԱ.
СЕРИЯ ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒՆԴԻԱ

Ազատի Ա. Ֆ., Ալեքսևսկի Վ. Վ., Գասպարյան Ա. Մ., Եղիազար-
յան Ի. Վ., Կասյան Մ. Վ., Նազարով Ա. Գ. (պատ. խմբագիր),
Սիմոնով Մ. Զ., ՏԼԻ-Ստեփանյան Գ. Ի., Փինաջյան Վ. Վ.
(պատ. խմբագիր-անդամներ)

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

Авонц І. Т., Алексеевский В. В., Гаспарян А. М., Егизаров
Н. В., Касьян М. В., Назаров А. Г. (ответ. редактор), Пи-
нюжян В. В. (зам. отв. редактора), Симонов А. Э.,
Тер-Степанян Г. И.

ИНЖЕНЕРНАЯ СЕЙСМОЛОГИЯ

Э. В. ХАЧИЯН

РАСЧЕТ СООРУЖЕНИЙ НА СЕЙСМОСТОЙКОСТЬ ПО
АКСЕЛЕРОГРАММАМ СИЛЬНЫХ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ

Сообщение 2

В статье приводятся результаты расчета гибких сооружений на сейсмическое воздействие по акселерограммам четырех сильных землетрясений силой 7 и 8 баллов при помощи электронных вычислительных машин.

Расчетные схемы некоторых гибких сооружений (дымовые трубы, отдельные стойки, башни, опоры мостов) приводятся к защемленному брусу с преобразованием деформаций изгиба. В первом приближении принимаем, что брус постоянного сечения, тогда уравнение свободных колебаний будет

$$EJ \frac{\partial^4 y}{\partial x^4} + m \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = 0, \quad (1)$$

где $y(x, t)$ — перемещение точек на оси стержня;

E — модуль упругости материала стержня;

J — момент инерции поперечного сечения;

m — масса стержня на единицу длины.

Подстановка $y_1(x, t) = Y_1(x) q_1(t)$ при граничных условиях соответствующих жесткому защемлению консоли (при $x=0$ $Y_1(x)=0$, $Y_1'(x)=0$, при $x=l$ $Y_1(x)=0$, $Y_1'(x)=0$) получим следующее выражение для фундаментальной функции

$$Y_1(x) = - \frac{\sin \mu_1 + sh \lambda_1}{\cos \mu_1 + ch \mu_1} (\cos \lambda_1 x - ch \lambda_1 x) + \sin \lambda_1 x + sh \lambda_1 x, \quad (2)$$

где

$$\mu_1 = \lambda_1 l, \quad \lambda_1 = \sqrt{\frac{m p_1^2}{EJ}}. \quad (3)$$

Здесь p_1 — круговые частоты свободных колебаний, которые определяются из уравнения

$$\cos \mu \operatorname{ch} \mu + 1 = 0 \quad (4)$$

первые три корня которого равны:

$$\mu_1 = 1.875, \mu_2 = 4.694, \mu_3 = 7.855.$$

Нормальные координаты $q_i(t)$ при вынужденных колебаниях основания сооружения по закону $y_0(t)$ с учетом рассеяния энергии удовлетворяют следующему дифференциальному уравнению [1]:

$$\ddot{q}_i(t) + p_i^2 e^{b_i} q_i(t) = -\ddot{y}_0(t), \quad (5)$$

где

$$p_i = \frac{2}{\mu_i} \left(\frac{\cos \mu_i + c h \mu_i}{\sin \mu_i + sh \mu_i} \right)^2, \quad (6)$$

α — коэффициент внутреннего трения, связанный с декрементом затухания b соотношением $b = \alpha\pi$ и принимаемый постоянным для всех форм колебания*. Общим решением уравнения (5) при нулевых начальных условиях (при $t=0$ $q_i = \dot{q}_i = 0$), будет

$$q_i(t) = -\frac{\ddot{y}_0}{p_i} \int_0^t e^{-\frac{\alpha\pi}{2}(t-\xi)} \ddot{y}_0(\xi) \sin p_i(t-\xi) d\xi. \quad (7)$$

Изгибающий момент отвечающий полному деформированному состоянию бруса будет

$$M(x, t) = EJ \sum_{i=1}^{\infty} Y_i(x) q_i(t). \quad (8)$$

Подставляя соответствующие значения получим

$$M(x, t) = \frac{qI^3}{g} \sum_{i=1}^{\infty} \gamma_i(x) \frac{2\pi}{T_i} \int_0^t e^{-\frac{\alpha\pi}{2}(t-\xi)} \ddot{y}_0(\xi) \sin \frac{2\pi}{T_i}(t-\xi) d\xi. \quad (9)$$

Перерезывающая сила в каком-либо сечении бруса будет

$$Q(x, t) = \frac{\partial M(x, t)}{\partial x}$$

или

$$Q(x, t) = \frac{qI^3}{g} \sum_{i=1}^{\infty} \gamma_i(x) \frac{2\pi}{T_i} \int_0^t e^{-\frac{\alpha\pi}{2}(t-\xi)} \ddot{y}_0(\xi) \sin \frac{2\pi}{T_i}(t-\xi) d\xi, \quad (10)$$

где

$$\gamma_i(x) = \frac{2}{\mu_i^3} \left(\frac{\cos \mu_i + c h \mu_i}{\sin \mu_i + sh \mu_i} \right) \left[c h \mu_i \frac{x}{l} + \cos \mu_i \frac{x}{l} - \left(\frac{\cos \mu_i + c h \mu_i}{\sin \mu_i + sh \mu_i} \right) \left(\sin \mu_i \frac{x}{l} sh \mu_i \frac{x}{l} \right) \right], \quad (11)$$

* О постоянстве затухания для первых нескольких форм колебаний см. статьи М. Мерфи, Дж. Байкрофта, Л. Харрисона и М. Исазы в сборнике „Международная конференция по сейсмостойкому строительству“, Госстройиздат, М., 1961 г.

$$\begin{aligned} \varphi_1(x) = & -\frac{2}{\mu_1} \left(\frac{\cos \mu_1 + ch \mu_1}{\sin \mu_1 + sh \mu_1} \right) \left[sh \mu_1 \frac{x}{l} - \sin \mu_1 \frac{x}{l} - \right. \\ & \left. - \left(\frac{\cos \mu_1 + ch \mu_1}{\sin \mu_1 + sh \mu_1} \right) \left(ch \mu_1 \frac{x}{l} + \cos \mu_1 \frac{x}{l} \right) \right]. \end{aligned}$$

Практически при колебаниях сооружений могут возбуждаться не более 3 форм колебаний. Поэтому при определении изгибающих моментов и перерезывающих сил по формулам (9) и (10) будем ограничиваться рассмотрением только первых трех членов суммы. Значения $\gamma_1(x)$ и $\varphi_1(x)$ для первой, второй и третьей форм колебаний для каждой двадцатой доли длины бруса приведены в работе [2]. Выражения (9) и (10) показывают, что максимальные значения $M(x, t)$ и $Q(x, t)$ в различных сечениях получаются в разное время. Поэтому возникает вопрос определения максимумов выражений (9) и (10) при фиксированном значении $x = x_k$. В связи с отсутствием аналитического выражения для ускорения почвы $y_0(t)$, задача еще более осложняется.

Определение максимумов M и Q осуществлялось при помощи электронно-вычислительной машины в Вычислительном центре АН Армянской ССР. В качестве законов колебания ускорения почвы были приняты четыре акселерограммы сильных землетрясений силой 7 и 8 баллов. Методика расшифровки и акселерограммы землетрясений приведена в работе [3]. Акселерограммы землетрясений заимствованы из [4].

При фиксированном значении $x = x_k$ и заданных значениях T_1 , T_2 и T_3 и α для акселерограммы № 1 были получены 225 значений изгибающих моментов и поперечных сил с учетом трех форм колебаний. Из этих 225 значений для $x = x_k$ были отобраны максимальные значения изгибающих моментов и поперечных сил для этого сечения. Таким образом только для одной акселерограммы № 1 было получено $20 \times 225 = 4500$ значений изгибающих моментов и поперечных сил, из которых были отобраны 20 максимальных значений. Это дало возможность следить за изменением изгибающих моментов и поперечных сил во времени в различных сечениях по высоте сооружения. Вычисления производились при следующих значениях периода свободных колебаний (в секундах):

$$T_1 = 2,5, T_2 = 0,40, T_3 = 0,15,$$

для $\alpha = 0; 0,04; 0,08$ и $0,16$.

На рис. 1 построены графики изменения во времени изгибающих моментов и поперечных сил для нижнего и верхнего сечений гибкой консоли при $\alpha = 0,08$ для акселерограммы № 1.

Причем, чтобы иметь правильное представление о влиянии высших форм колебания, машина одновременно давала доли каждой формы колебаний (каждого члена ряда) в общем максимуме и момент возникновения этого максимума, что в свою очередь дало

возможность следить за распространением максимальных значений изгибающих моментов и поперечных сил по высоте сооружения при землетрясении. В табл. 1 приведены максимальные значения изгибающих моментов и перерезывающих сил (без множителей $\frac{qL^2}{g}$ и $\frac{qL}{g}$) вместе с моментами, при которых получились эти максимумы, а так-

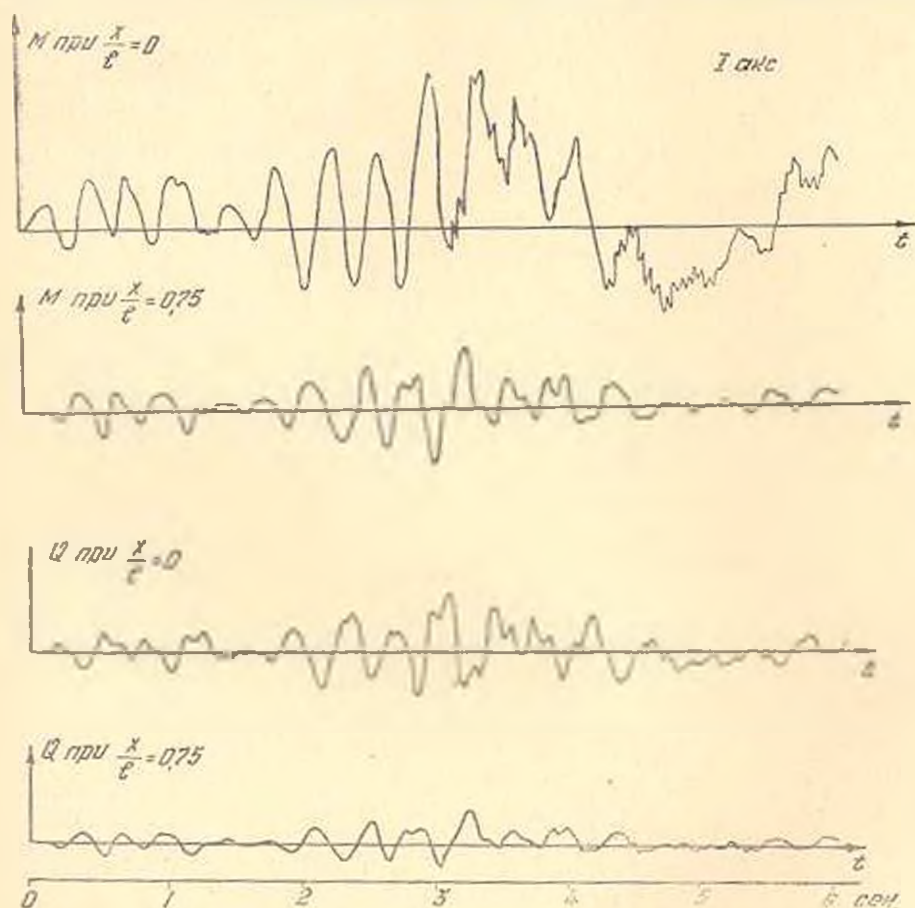


Рис. 1 Графики изменения во времени изгибающих моментов и перерезывающих сил для акселерограммы № 1 при $x=0,08$.

же доли каждой формы колебаний в общем максимуме, для четырех акселерограмм при $x=0,08$. Зависимости распространения максимальных изгибающих моментов и поперечных сил при $x=0,08$ для акселерограмм № 1—4 приведены на рис. 2, которые показывают, что максимальные возмущения по высоте сооружения при различных землетрясениях распространяются по-разному. Для одних землетрясений максимальные значения M и Q раньше получаются в нижних сечениях, для других—в верхних сечениях. Для акселерограмм № 1 и № 3 максимальные значения изгибающих моментов и поперечных сил в различных сечениях получаются почти одновременно. Влияние раз-

личных коэффициентов внутреннего трения на моменты времени, при котором получаются максимумы заметно при малых затуханиях. При больших затуханиях, моменты времени при которых получаются максимумы не зависят от коэффициента внутреннего трения.

На рисунках 3 и 4 приведены эюры максимальных значений изгибающих моментов и поперечных сил соответственно для акселерограмм №№ 1—4, где для сравнения пунктиром построены эюры, вычисленные при учете только первой формы колебания. Причем, для получения действительных значений изгибающих моментов и поперечных сил, необходимо значения приведенные на эюрах, которые имеют размерность ускорения (см. сек^2) соответственно умножать на $\frac{ql^2}{g}$ для изгибающих моментов и $\frac{ql}{g}$ для поперечных сил.

Эти эюры показывают на существенное влияние высших форм колебаний. Увеличение изгибающих моментов в основании от высших форм колебаний соответственно составляет 58, 100, 35, 80% для акселерограмм № 1—4. В сечении $x/l = 0,7$ высшие формы колебаний

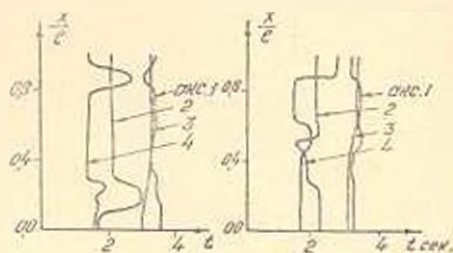


Рис. 2. Зависимости распространения максимальных изгибающих моментов и перерезывающих сил по высоте бруса при $x = 0,08$.

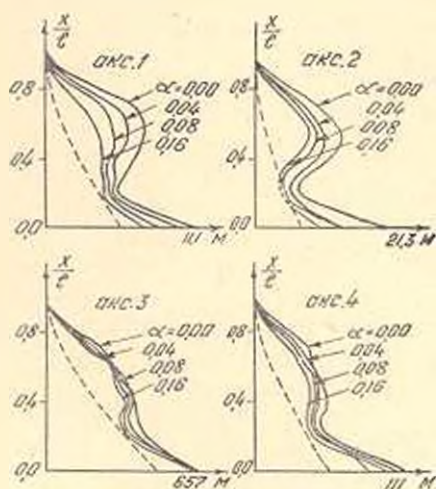


Рис. 3. Эюры изгибающих моментов для акселерограмм № 1—4 при $T_1 = 2,5$ сек, $T_2 = 0,4$ сек, $T_3 = 0,15$ сек.

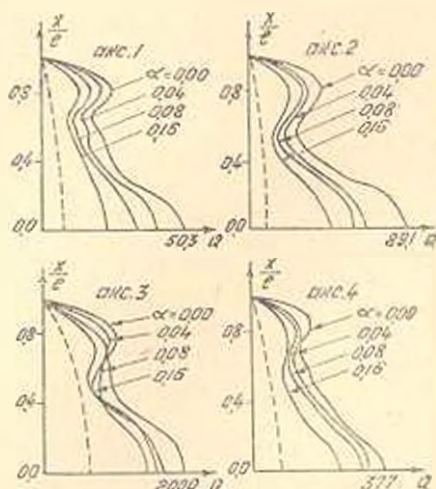


Рис. 4. Эюры перерезывающих сил для акселерограмм № 1—4 при $T_1 = 2,5$ сек, $T_2 = 0,4$ сек, $T_3 = 0,15$ сек.

существенно увеличивают значения изгибающих моментов и поперечных сил реагируемые по первой форме колебаний. Для изгибающих моментов это увеличение соответственно составляет 5,8; 7,8; 3,7; 4,2

раза для акселерограмм №№ 1—4. В верхних сечениях получаются сравнительно большие значения изгибающих моментов по сравнению с основанием. Действительно, значения изгибающих моментов в сечении $\frac{x}{l}=0,7$ составляют около 50, 53, 37, 31% от изгибающих моментов в основании*.

При учете собственного веса бруса эксцентриситеты внецентренного растяжения (сжатия) соответственно в нижних и верхних сечениях для акселерограмм №№ 1—4 приведены в табл. 2, где P — полный вес всего бруса.

Таблица 2

$\frac{x}{l}$	Эксцентриситеты			
	акс. № 1	акс. № 2	акс. № 3	акс. № 4
0,0	$\frac{8,4l}{g}$	$\frac{13,4l}{g}$	$\frac{65,8l}{g}$	$\frac{9,6l}{g}$
0,7	$\frac{4,12l}{0,3g} - \frac{14l}{g}$	$\frac{7,1l}{0,3g} - \frac{23,7l}{g}$	$\frac{24,5l}{0,3g} - \frac{81,5l}{g}$	$\frac{3,0l}{0,3g} - \frac{10l}{g}$

Следовательно значение эксцентриситетов в верхних частях для четырех акселерограмм всегда больше, чем в нижних частях. В верхних сечениях бруса получаются сравнительно большие значения и для поперечных сил. Отмеченное может иметь решающее значение для

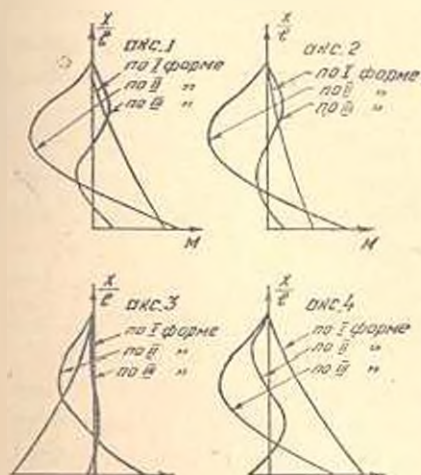


Рис. 5. Эпюры изгибающих моментов по отдельным формам колебаний для акселерограмм № 1—4 при $\tau = 0,08$.

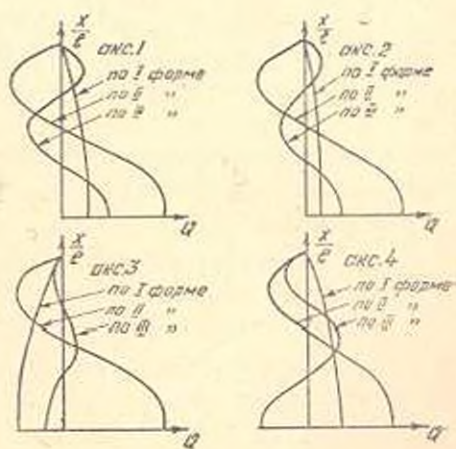


Рис. 6. Эпюры поперечных сил по отдельным формам для акселерограмм № 1—4 при $\tau = 0,08$.

* Все сравнения произведены при $\tau = 0,08$.

верхних частей сооружений, осуществленных из материалов плохо сопротивляющихся растяжению и срезу. Поэтому вероятность разрушения гибких сооружений в верхней части будет больше, чем в основании, что в общем соответствует картине разрушений при сильных землетрясениях [5].

На рисунках 5 и 6 построены эпюры изгибающих моментов и поперечных сил по отдельным формам, показывающие, что даже в основании значения изгибающих моментов по второй форме колебаний могут быть больше, чем по первой форме. Значения поперечных сил по второй и даже третьей форме колебания по высоте сооружения почти везде больше, чем по первой форме колебания.

Заметим, что влияние высших форм колебаний на распределение поперечных сил, как и следовало ожидать, больше чем на изгибающие моменты, так как при дифференцировании сходимость рядов ухудшается.

На рис. 7 представлены эпюры изгибающих моментов и поперечных сил с учетом трех форм и по первой форме колебаний (пунктир) для $\alpha = 0,08$ при сейсмическом ударе в основании [2]. Эти эпюры

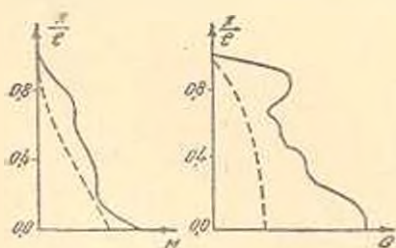


Рис. 7. Эпюры изгибающих моментов и поперечных сил при сейсмическом ударе в основании для $\alpha = 0,08$.

показывают, что для гибких сооружений характерны эпюры изгибающих моментов и поперечных сил с учетом трех форм колебаний, построенных по акселерограммам землетрясений, сходны эпюрам, которые получаются при предположении, что землетрясение можно рассматривать как сейсмический удар.

Зависимости изгибающих моментов и поперечных сил от коэффициента внутреннего трения α для сечений $\frac{x}{l} = 0$ и $\frac{x}{l} = 0,7$, приведенные на рис. 8,

показывают, что влияние внутреннего трения незначительно. Заметим, что аналогичные зависимости были получены нами при сейсмическом ударе [6].

Проведенные в настоящей статье исследования по расчету гибких сооружений, а также прежние наши исследования по структуре спектральных кривых [3] и по расчету сдвиговых колебаний зданий [7] показывают, что при помощи современных электронных вычислительных машин можно получить все необходимые данные о поведении различных сооружений при сильных землетрясениях. Предварительное обобщение результатов проведенных исследований одновременно показывает, что несмотря на различные законы колебания почвы при землетрясениях, которые были зарегистрированы в различных точках земли и в различное время, полученные результаты по четырем землетрясениям качественно мало отличаются друг от друга.

Причем, как было отмечено выше, сходные результаты получают-

ся и при рассмотрении землетрясения как кратковременного удара или толчка. Для системы с одной степенью свободы это было отмечено и Д. Хадсоном [8], который считает возможным рассмотреть некоторые типичные землетрясения как последовательность случайных импульсов. К такому выводу Д. Хадсон пришел путем аналитического

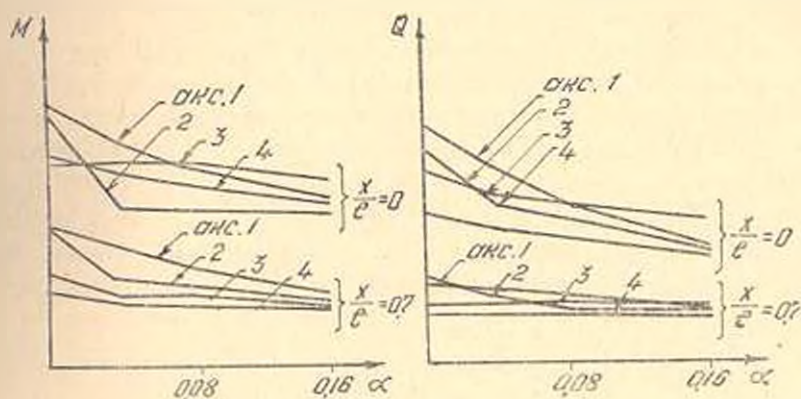


Рис. 8. Зависимости изгибающих моментов и перерезывающих сил от коэффициента внутреннего трения.

построения спектра реакции рассматривая колебания грунта как большое количество импульсов, хаотически распределенных во времени.

В исследованиях по инженерной сейсмологии тоже указываются на проявление землетрясений как последовательных ударов и толчков следующих друг за другом через неправильные промежутки времени. А. Г. Назаров в 1945 году в работе [9] обобщил и дал механическое истолкование сейсмическим ударам и толчкам и их воздействию на сооружения. Им было отмечено также, что результаты расчета простых сооружений с одной степенью свободы на кратковременные сейсмические удары и толчки соответствуют разрушениям, наблюдаемым при сильных землетрясениях.

В настоящее время расчет на сейсмостойкость в ряде стран ведется по спектральной кривой, которая представляет собой постоянную величину при $T < 0.3$, далее убывает по гиперболическому закону. Назаров [1, 10] впервые обратил внимание на то, что горизонтальная часть такого сейсмического спектра соответствует сейсмическому толчку, а гиперболическая часть — сейсмическому удару. На основании этого нами был предложен способ учета влияния высших форм колебаний при расчете сооружений на сейсмостойкость по спектральной кривой [11]. Суть этого метода заключается в следующем. Так как горизонтальную часть спектра можно интерпретировать как сейсмический толчок, а гиперболическую часть, как удар (импульс), то наложение сейсмических нагрузок по формам колебаний можно произвести подобно наложениям при толчке и ударе. Это дало возможность применить спектральную кривую и для расчета систем со многими степенями свободы. Но так как нет взаимно одно-

значного соответствия между спектрами и землетрясением (в принципе один и тот же спектр может отвечать землетрясениям с различными законами колебания почвы, поскольку спектр дает лишь максимальные значения ускорений), то этот способ нуждался в уточнении при реальных землетрясениях. Результаты расчета по реальным акселерограммам сильных землетрясений приведенные в настоящей и прежних статьях [3, 7] показывают, что при практических расчетах этот способ не даст большой погрешности. Таким образом, результаты проведенных исследований показывают, что используя современные электронные вычислительные машины для расчета различных типов сооружений по реальным акселерограммам достаточного количества сильных землетрясений, сгруппированных по интенсивностям, грунтовым условиям и географическому положению, можно будет найти упрощенные методы расчета сооружений на сейсмостойкость.

Армянский НИИ строительных материалов
и сооружений

Поступило 23.V.1962

Է. Ե. ԽԱՇԻԱՆ

ՀԱՌՈՒՆԱԽԻՐՈՒՄՆԵՐԻ ՈՇՈՒՄՆԱԽԻՐՈՒՄՆԵՐԻ ՀԱՇՎԱՐԿՈՂ ՈՒՅԵՎ ԵՐԿՐԱՇԱՐԺՆԵՐԻ ԱՆՍԵԼԵՐՈԳՐԱՄՆԵՐԻ ՀԻՄԱՆ ՎՐԱ

(Հաղորդում 2)

Ա. մ. փ. ո. փ. ո. լ. մ.

Հաղվածում բերվում են ձկուն կառուցվածքների սեյսմոկայունության ուսումնասիրությունները 7 և 8 բաղանոց ուժեղ երկրաշարժերի ակտիկոգրամմաների հիման վրա էլեկտրոնային հաշվիչ մեքենաների օգնությամբ: Հաղվարկումները կատարված են չորս տարրեր երկրաշարժերի համար: Այդ երկրաշարժերի հիմնական բնութագիրը բերված են [3] աշխատանքում: Էլեկտրոնային հաշվիչ մեքենայի օգնությամբ կառուցված են ձկուն կառուցվածքի ծող մոմենտների և կարող ուժերի մաքսիմալ արժեքների (պլուս) և մարման տարրեր պորժակիցների դեպքում, որոնք բերված են 3-րդ և 4-րդ նկարներում: Մանրամասն ուսումնասիրության է ենթարկված տատանման բարձր ձևերի ազդեցությունները ծող մոմենտների և կարող ուժերի մեծությունների վրա: Այդ ուսումնասիրությունները ցույց են տալիս, որ տատանման բարձր ձևերը էական ազդեցություն են ունենում ձկուն կառուցվածքների սեյսմոկայունության վրա: Ստացված արդյունքների հիման վրա արվում են սրժ նախնական եզրակացություններ ուժեղ երկրաշարժերի ժամանակ ձկուն կառուցվածքների բայրաջման հավանական աեղերի վերաբերյալ: Հողվածի վերջում ելնելով ստացված արդյունքներից և ամփոփելով [3, 7] աշխատանքների արդյունքները նշվում է, որ օգտագործելով ժամանակակից էլեկտրոնային հաշվիչ մեքենաները բավական թվով ուժեղ երկրաշարժերի ազդեցությունները տարբեր կառուցվածքների վրա ուսումնասիրելու համար, հնարավոր կլինի ստանալ ավելի պարզ մեխանիկ կառուցվածքների սեյսմոկայունությունն ուսումնասիրելիս:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Назаров А. Г. Метод инженерного анализа сейсмических сил. Ереван 1959.
2. Хачиян Э. Е. Колебание бруса под действием сейсмического удара и толчка с учетом рассеяния энергии. Известия АН Армянской ССР (серия ТН), т. X, № 6, 1957.
3. Хачиян Э. Е. Расчет сооружений на сейсмостойкость по акселерограммам сильных землетрясений (Сообщение I). Известия АН Армянской ССР (серия ТН), т. XV, № 3, 1962.
4. Медведева С. В. Ускорение колебаний грунта при сильных землетрясениях. Тр. Института физики Земли АН СССР № 10 (177). Вопросы инженерной сейсмологии. Вып. 3, изд. АН СССР. М., 1960.
5. Рассказовский В. Т. Колебание гибких сооружений, вызванных действием кратковременных инерционных нагрузок. Известия АН Узбекской ССР, № 6, 1956.
6. Хачиян Э. Е. О влиянии высших форм колебаний и рассеяния энергии на величину сейсмической нагрузки. Тр. Армянского Института стройматериалов и сооружений. Вып. I, Ереван. 1959.
7. Хачиян Э. Е. Использование электронных вычислительных машин для расчета сооружений со многими степенями свободы на сейсмостойкость. Бюллетень Совета по сейсмологии АН СССР. М., 1962 (в печати).
8. Хадсон Д. Техника построения спектральной реакции, применяемая в инженерной сейсмологии. Международная конференция по сейсмостойкому строительству. М., Госстройиздат, 1961.
9. Назаров А. Г. Сейсмические удары и толчки и их действие на сооружения. Гр. бюро антисейсмического строительства АН Грузинской ССР. Тбилиси, 1945.
10. Назаров А. Г. Упрощенный способ расчета сооружений на сейсмостойкость. Известия АН Армянской ССР, т. IX, № 10, 1956.
11. Хачиян Э. Е. К интерпретации сейсмического спектра и учету влияния высших форм колебаний. Известия АН Армянской ССР (серия ТН), т. XII, № 3, 1955.

ПРИКЛАДНАЯ МЕТЕОРОЛОГИЯ

А. М. МХИТАРЯН

О БРИЗАХ В БАССЕЙНЕ ОЗЕРА СЕВАН И НЕКОТОРЫЕ
РЕЗУЛЬТАТЫ ИХ РАСЧЕТА ПО ФАКТИЧЕСКОМУ
РАСПРЕДЕЛЕНИЮ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОДСТИЛАЮЩЕЙ
ПОВЕРХНОСТИ

Сообщение 1

Первые исследователи гидрометеорологического режима озера Севан бризам уделяли мало внимания, считая, что бризовая циркуляция здесь слабо развита. (см. например [11], [19] и др.). Экспедицией Главной геофизической обсерватории им. А. И. Воейкова, результаты работы которой обобщены в [21], этому вопросу было уделено больше внимания. После организации серийных наблюдений с береговых мостков на многих пунктах, а также во время работы экспедиции Института водных проблем АН Армянской ССР этот вопрос изучался дополнительно [18]. Проблема изучения ветрового режима водоемов и озер имеет не только познавательное, но и прикладное значение. Это вытекает не только из необходимости разработать методы учета локальных атмосферных процессов в прогнозе погоды и отдельных ее явлений, отмеченной И. А. Кибелем [12, 13]. Изучение местных ветров связано с решением и других прикладных задач [8], в том числе и с задачей об определении испарения с поверхности водоемов и озер [18, 19, 21] и др.

В последнее время выдвигается проблема сокращения потерь воды на испарение с поверхности водоемов и озер путем применения мономолекулярных пленок [11а, 15]. На эффективность действия мономолекулярных слоев известное влияние оказывает ветровой режим над водоемом. Это особенно важно для горных водоемов, имеющих сложный ветровой режим, вследствие того, что на общем ветровом фон, определяемый общециркуляционными процессами большого масштаба, накладываются локальные ветры — бризовые, горно-долинные, фьеновые. Последние будут играть решающую роль при выборе практических методов покрытия поверхности озера пленкой, способов ее подачи, а также при определении нормы вещества, частоты его пуска и т. д. При такой постановке вопроса оперировать средними значениями скорости ветра за большие промежутки времени, как это делается при водно-балансовых расчетах, уже нельзя. В этом случае расчеты следует проводить для сравнительно коротких промежутков времени, с большей

точностью, учитывая также направление скорости ветра. С этой точки зрения изучение бризовой циркуляции вообще, и в бассейне озера Севан в частности, имеет существенное практическое значение.

В статье рассматривается лишь бризовая циркуляция, возникающая, как известно, вследствие температурной неоднородности подстилающей поверхности и имеющая суточный ход. Действие других местных ветров пока не учитывается. При этих предположениях получается сравнительно простая теоретическая модель в рамках линейной теории. В следующем сообщении будут рассматриваться конкретные примеры и будет дан анализ по полученным результатам.

Изучению бризов посвящено большое количество работ. В связи с ограниченными возможностями статьи укажем лишь на работы А. И. Воейкова [7], теоретические — [2, 8—10, 13, 16, 17, 20—28], экспериментальные — [4, 6, 14]. Ряд вопросов освещен в [1, 3, 17] и др. В работах [8, 9] Л. Н. Гутману удалось решить задачу до конца и получить ряд выводов, хорошо согласующихся с наблюдениями. В данной работе принимается известное распределение температуры и влажности по подстилающей поверхности, которое либо берется из фактических наблюдений, либо может быть определено из условия баланса.

§ 1. Вывод уравнений задачи

Исходя из общих уравнений гидротермодинамики с учетом влажности и полагая коэффициент турбулентного перемешивания одинаковым для переноса количества движения, тепла и влаги, запишем систему уравнений в виде

$$\frac{du}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial u}{\partial z} \right) + k_1 \Delta u + fv, \quad (1.1)$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial v}{\partial z} \right) + k_1 \Delta v - uv, \quad (1.2)$$

$$\frac{dw}{dt} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial w}{\partial z} \right) + k_1 \Delta w - g, \quad (1.3)$$

$$\frac{d\sigma}{dt} + \sigma \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) = 0, \quad (1.4)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial T}{\partial z} \right) + k_1 \Delta T + F, \quad (1.5)$$

$$\frac{dq}{dt} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial q}{\partial z} \right) + k_1 \Delta q + f, \quad (1.6)$$

$$p = \rho RT. \quad (1.7)$$

Уравнения (1.1)–(1.7) служат для определения семи неизвестных функций: u , v , w — трех компонентов скорости ветра, а также p , T , q — давления, плотности, температуры и влажности воздуха, со-

ответственно. Здесь начало координат расположено на урезе воды, причем z направлено вертикально вверх, x — по нормали к берегу от суши к воде, y — по касательной к береговой линии. Остальные обозначения следующие: t — время, R — газовая постоянная, g — ускорение силы тяжести, k и k_1 — коэффициенты турбулентного перемешивания по вертикали и горизонтали; $l = 2\omega \sin \varphi$ — параметр Кориолиса, причем ω — угловая скорость вращения земли вокруг своей оси, φ — широта местности; F — приток тепла; f — приток влаги; Δ — плоский оператор Лапласа.

Положим

$$\begin{aligned} p &= P(z) + p'(x, y, z, t), \\ T &= \bar{T}(z) + \vartheta(x, y, z, t), \\ \varphi &= \gamma_1(z) + \varphi'(x, y, z, t), \\ q &= Q(z) + q'(x, y, z, t). \end{aligned} \quad (1.8)$$

Стандартные величины, зависящие лишь от z , соответствуют покоящейся атмосфере и сами они также удовлетворяют системе (1.1) — (1.7).

Тогда система (1.1) — (1.7) для бризовых отклонений в предположении их малости по сравнению со стандартными и при использовании уравнения состояния (1.7) примет вид:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -RT \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial u}{\partial z} \right) - k_1 \Delta u + l v, \quad (1.9)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} + w \frac{\partial v}{\partial z} = -RT \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial v}{\partial z} \right) + k_1 \Delta v - l u, \quad (1.10)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + v \frac{\partial w}{\partial y} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -RT \frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial w}{\partial z} \right) + k_1 \Delta w + \lambda \vartheta, \quad (1.11)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = -w, \quad (1.12)$$

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} + u \frac{\partial \vartheta}{\partial x} + v \frac{\partial \vartheta}{\partial y} + w \frac{\partial \vartheta}{\partial z} + p w = -\frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial \vartheta}{\partial z} \right) + k_1 \Delta \vartheta, \quad (1.13)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} + u \frac{\partial q}{\partial x} + v \frac{\partial q}{\partial y} + w \frac{\partial q}{\partial z} + p_1 w = -\frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial q}{\partial z} \right) + k_1 \Delta q. \quad (1.14)$$

Здесь штрих и черточки над буквами для простоты записи отброшены. Кроме того, обозначено

$$p = \frac{p'}{p}, \quad \lambda = \frac{g}{T} w = \gamma_1 - \gamma \text{ при } q < q_m,$$

$$\mu = \gamma_w - \gamma \text{ при } q = q_m; \quad \varepsilon = \frac{1}{\gamma_1} \frac{d\gamma_1}{dz} = \frac{g - \gamma R}{TR}; \quad (1.15)$$

$$\mu_1 = \gamma_q' - \gamma_q.$$

В этих выражениях q_m — влажность насыщения, γ , γ_a , γ_w — вертикальные градиенты температуры в покоящейся, сухой и влажноадиабатической атмосфере.

Уравнения (1.9)—(1.11) и (1.13)—(1.14) нелинейные и решение их связано с большими математическими трудностями, преодоления которых возможно лишь с помощью вычислительных машин.

С другой стороны, оценка членов в уравнениях системы показывает, что без больших погрешностей можно отбросить правую часть в (1.12), хотя сохранение этого члена не связано с какими-либо затруднениями. В первом приближении можно также не учитывать горизонтальное перемешивание (члены с k_1). Анализ показывает, что ускорение Корнолиса целесообразно сохранить, причем оно имеет порядок инерционных членов, если считать, что характерное время явления порядка 4–6 часов. Желая получить простые и легко поддающиеся анализу результаты, можно с известной осторожностью линеаризовать нашу систему, памятуя при этом, что отбрасывание нелинейных инерционных членов не должно привести к качественно худшим результатам, учет этих членов улучшит решение лишь в деталях. Несколько лучше было бы сохранить последние члены левых частей двух последних уравнений и горизонтальное перемешивание в уравнении притока тепла (1.13).

С учетом сказанного и с целью получения возможно полной картины развития бриза во времени и в пространстве, возьмем систему уравнений в следующем упрощенном виде:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -R T \frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial u}{\partial z} \right) + l v, \quad (1.16)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -R T \frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial v}{\partial z} \right) - l u, \quad (1.17)$$

$$-R T \frac{\partial p}{\partial z} + \lambda \theta = 0, \quad (1.18)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (1.19)$$

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial \theta}{\partial z} \right), \quad (1.20)$$

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(k \frac{\partial q}{\partial z} \right). \quad (1.21)$$

Сформулируем краевые условия.

При $z = z_0$ или $z = 0$ $u = v = w = 0$, $\theta = \theta_0(x, y, t)$, $q = q_0(x, y, t)$. (1.22)

При $z \rightarrow \infty$ $u = v = p = \vartheta = q = 0$.

Здесь z_0 — параметр шероховатости.

Начальных условий ставить не будем, так как ищется периодическое решение.

§ 2. Решение задачи при отсутствии кориолисовой силы и постоянном коэффициенте турбулентного перемешивания

Система уравнений (1.16)–(1.21) в этом случае еще более упрощается и принимает вид

$$\frac{\partial \vartheta}{\partial t} = k \frac{\partial^2 \vartheta}{\partial z^2} ; \quad \frac{\partial q}{\partial t} = k \frac{\partial^2 q}{\partial z^2} , \quad (2.1)$$

$$0 = -RT \frac{\partial p}{\partial z} + \vartheta , \quad (2.2)$$

$$k \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} - \frac{\partial V}{\partial t} = RT \left(\frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y} \right) p , \quad (2.3)$$

$$w = - \int_0^z \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) dz . \quad (2.4)$$

Здесь $V = u + iv$. Граничные условия имеют вид (1.22). Предположим теперь, что функции $\vartheta_0(x, y, t)$ и $q_0(x, y, t)$ известны и представлены в виде следующих рядов

$$\vartheta_0(x, y, t) = \sum_{n=1}^{\infty} [T_n(x, y) \cos n\omega t + T'_n(x, y) \sin n\omega t] , \quad (2.5)$$

$$q_0(x, y, t) = \sum_{n=1}^{\infty} [q_n(x, y) \cos n\omega t + q'_n(x, y) \sin n\omega t] . \quad (2.6)$$

Если обозначить

$$\varepsilon_n^2 = \frac{n\omega}{2k} , \quad (2.7)$$

то решения уравнений (2.1) при граничных условиях (1.22), с учетом (2.5), (2.6) можно представить в виде

$$\vartheta = \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\varepsilon_n^2 z} [T_n \cos(n\omega t - \varepsilon_n z) + T'_n \sin(n\omega t - \varepsilon_n z)] ,$$

$$q = \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\varepsilon_n^2 z} [q_n \cos(n\omega t - \varepsilon_n z) + q'_n \sin(n\omega t - \varepsilon_n z)] . \quad (2.8)$$

Подставляя теперь ϑ из (2.8) в (2.2), найдем

$$p = - \frac{1}{2RT} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\varepsilon_n^2 z}}{\varepsilon_n} [(T_n - T'_n) \cos(n\omega t - \varepsilon_n z) + (T_n + T'_n) \sin(n\omega t - \varepsilon_n z)] . \quad (2.9)$$

Подстановка (2.9) в правую часть (2.3) дает

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} - \frac{1}{k} \frac{\partial V}{\partial z} = - \frac{\lambda}{2k} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\alpha_n z}}{\alpha_n} [M_n \cos(n\omega t - \alpha_n z) + M'_n \sin(n\omega t - \alpha_n z)]. \quad (2.10)$$

$$M_n = \left(\frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y} \right) (T_n - T'_n), \quad M'_n = \left(\frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y} \right) (T_n + T'_n). \quad (2.11)$$

Ищем решение уравнения (2.10) в виде

$$V = \sum_{n=1}^{\infty} e^{-\alpha_n z} [u_n(x, y, z) \cos(n\omega t - \alpha_n z) + v_n(x, y, z) \sin(n\omega t - \alpha_n z)]. \quad (2.12)$$

Подстановка (2.12) в (2.10) приводит к следующей системе из двух уравнений для определения двух неизвестных комплексных функций u_n и v_n :

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 u_n}{\partial z^2} - 2\alpha_n \frac{\partial u_n}{\partial z} - 2\alpha_n \frac{\partial u_n}{\partial z} &= - \frac{\lambda M_n}{2\alpha_n k}, \\ \frac{\partial^2 v_n}{\partial z^2} - 2\alpha_n \frac{\partial v_n}{\partial z} + 2\alpha_n \frac{\partial u_n}{\partial z} &= - \frac{\lambda M'_n}{2\alpha_n k}. \end{aligned} \quad (2.13)$$

Исключая поочередно из этих уравнений u_n и v_n , получим

$$L(u_n) = L_n, \quad L(v_n) = L_n \quad (2.14)$$

причем оператор L имеет следующий смысл

$$L(\Phi) = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} - 4\alpha_n^2 \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + 8\alpha_n^2 \frac{\partial \Phi}{\partial z}. \quad (2.15)$$

$$L_n = \frac{\lambda}{k} (M_n - M'_n) = - \frac{2\lambda}{k} \left(\frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y} \right) T'_n. \quad (2.16)$$

$$L'_n = \frac{\lambda}{k} (M_n + M'_n) = \frac{2\lambda}{k} \left(\frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y} \right) T_n. \quad (2.16)$$

Уравнения (2.14) неоднородные третьего порядка, с постоянными коэффициентами. Решая их обычными методами, используя систему (2.13) для определения двух постоянных и краевые условия (1.22) — для определения четырех остальных, получим

$$u_n = \frac{z L_n}{8\alpha_n^3}, \quad v_n = \frac{z L'_n}{8\alpha_n^3}. \quad (2.17)$$

Подставляя это в (2.12), используя затем (2.16) и отделяя действительные и мнимые части, получим окончательно

$$u = - \frac{\lambda z}{4k} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\alpha_n z}}{\alpha_n^3} \left| \frac{\partial T'_n}{\partial x} \cos(n\omega t - \alpha_n z) - \frac{\partial T'_n}{\partial y} \sin(n\omega t - \alpha_n z) \right|,$$

$$v = -\frac{\lambda z}{4k} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\alpha_n z}}{\alpha_n^4} \left[\frac{\partial T_n^*}{\partial y} \cos(n\omega t - \alpha_n z) - \frac{\partial T_n}{\partial y} \sin(n\omega t - \alpha_n z) \right]. \quad (2.18)$$

Подстановка этого решения в (2.4) дает следующее выражение для вертикальной скорости

$$\begin{aligned} w = & \frac{\lambda}{8k\alpha} \sum_{n=1}^{\infty} (\Delta T_n \cos n\omega t + \Delta T_n^* \sin n\omega t) - \\ & - \frac{\lambda}{8k} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\alpha_n z}}{\alpha_n^4} \left[[z_n z \Delta(T_n + T_n^*) + \Delta T_n] \cos \alpha_n z + [z_n z \Delta(T_n - T_n^*) + \Delta T_n] \sin \alpha_n z \right]. \end{aligned} \quad (2.19)$$

$$\alpha_n = n\omega t - \alpha_n z. \quad (2.20)$$

Уравнения (2.8), (2.9), (2.18) и (2.19) позволяют решить поставленную задачу.

§ 3. Решение задачи с учетом кориолисовой силы при постоянном коэффициенте турбулентного перемешивания

Система уравнений (1.16)–(1.21) в этом случае примет вид

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} - \frac{1}{k} \frac{\partial V}{\partial t} - \frac{il}{k} V = \frac{RT}{k} \left(\frac{\partial}{\partial x} + l \frac{\partial}{\partial y} \right) p. \quad (3.1)$$

Остальные четыре уравнения совпадают с (2.1), (2.2) и (2.4). Тогда решения для ϑ , q и p даются формулами (2.8) и (2.9). Если подставить сюда p из (2.9), ввести обозначения (2.11) и (2.20), то будем иметь

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} - \frac{1}{k} \frac{\partial V}{\partial t} - \frac{il}{k} V = -\frac{\lambda}{2k} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\alpha_n z}}{\alpha_n} [M_n \cos \alpha_n + M_n^* \sin \alpha_n]. \quad (3.2)$$

При $l=0$ это уравнение совпадает с (2.10).

Частное решение неоднородного уравнения (3.2) имеет вид

$$V_{\text{ч.р.}} = -\frac{i\lambda}{2k} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\alpha_n z}}{\alpha_n} (M_n \cos \alpha_n + M_n^* \sin \alpha_n). \quad (3.3)$$

Если теперь решение однородного уравнения искать в виде

$$V = \sum_{n=1}^{\infty} [u_n(x, y, z) \cos n\omega t + v_n(x, y, z) \sin n\omega t], \quad (3.4)$$

то для неизвестных комплексных функций u_n и v_n получим следующую простую систему

$$\frac{\partial^2 u_n}{\partial z^2} - \frac{il}{k} u_n - \frac{n\omega}{k} v_n = 0, \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial^2 v_n}{\partial z^2} - \frac{il}{k} v_n + \frac{n\omega}{k} u_n = 0.$$

Исключая поочередно u_n и v_n из (3.5), получим

$$L(\Phi) = \frac{\partial^4 \Phi}{\partial z^4} - \frac{2il}{k} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + \frac{n^2 \omega^2 - l^2}{k^2} \Phi = 0. \quad (3.6)$$

Оператору L удовлетворяют обе функции u_n и v_n .

Введем обозначения

$$a_n^2 = \frac{n\omega + l}{2k}, \quad b_n^2 = \left| \frac{n\omega - l}{2k} \right|. \quad (3.7)$$

Используя (3.5), получим следующее ограниченное на бесконечности решение.

$$\begin{aligned} u_n &= -i c_{1,n} e^{-a_n(1+i)z} + i c_{2,n} e^{-b_n(1-i)z}, \\ v_n &= c_{1,n} e^{-a_n(1+i)z} + c_{2,n} e^{-b_n(1-i)z}. \end{aligned} \quad (3.8)$$

Заметим, что верхний знак в выражении $b_n(1 \mp i)z$ соответствует случаю $n\omega > l$; нижний — $n\omega < l$. Под корнем в (3.7) для b_n всегда берется абсолютное значение.

Подставляя (3.8) в (3.4) и складывая полученное таким образом общее ограниченное решение однородного уравнения с частным решением (3.5) неоднородного уравнения, получим общее решение уравнения (3.2). Используя граничное условие на земле ($V=0$ при $z=0$), отделяя действительную и мнимую части и введя обозначения

$$\begin{aligned} K_{nx} &= \frac{\partial}{\partial x} (T_n - T'_n); \quad K'_{nx} = \frac{\partial}{\partial x} (T_n + T'_n); \\ K_{ny} &= \frac{\partial}{\partial y} (T_n - T'_n); \quad K'_{ny} = \frac{\partial}{\partial y} (T_n + T'_n), \end{aligned} \quad (3.9)$$

получим окончательно

$$\begin{aligned} u &= \frac{\lambda}{2l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-a_n z}}{a_n} [K_{ny} \cos(n\omega t - a_n z) + K'_{ny} \sin(n\omega t - a_n z)] + \\ &+ \frac{\lambda}{4l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-a_n z}}{a_n} [(K'_{nx} - K_{ny}) \cos(n\omega t - a_n z) - (K_{nx} + K'_{ny}) \sin(n\omega t - \\ &\quad - a_n z)] - \\ &- \frac{\lambda}{4l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-b_n z}}{b_n} [(K'_{nx} + K_{ny}) \cos(n\omega t - b_n z) - (K_{nx} - K'_{ny}) \sin(n\omega t - b_n z)], \end{aligned} \quad (3.10)$$

$$\begin{aligned}
 v = & \frac{\lambda}{2l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\lambda_n z}}{\alpha_n} [K_{n,1}^1 \cos(n\omega t - \alpha_n z) + K_{n,1}^2 \sin(n\omega t - \alpha_n z)] + \\
 & - \frac{\lambda}{4l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\lambda_n z}}{\alpha_n} [(K_{n,1}^1 + K_{n,1}^2) \cos(n\omega t - \alpha_n z) + (K_{n,1}^1 - K_{n,1}^2) \sin(n\omega t - \\
 & - \alpha_n z)] + \\
 & + \frac{\lambda}{4l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\lambda_n z}}{\alpha_n} [(K_{n,1}^1 - K_{n,1}^2) \cos(n\omega t + \alpha_n z) + (K_{n,1}^1 + K_{n,1}^2) \sin(n\omega t + \alpha_n z)].
 \end{aligned} \quad (3.11)$$

Здесь, как и выше, в скобках последних членов верхний знак берется при $n\omega > l$, и нижний — при $n\omega < l$.

Нетрудно заметить, что при $l=0$ $\alpha_n = b_n = \alpha_n$ и решения (3.10), (3.11) приводят к неопределенности. Раскрывая неопределенность, получим выражения, в точности совпадающие с (2.18).

Подставляя полученное решение в (2.4), находим:

$$\begin{aligned}
 w = & - \frac{\lambda}{4l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\alpha_n \alpha_n} (\Delta T_n \cos n\omega t + \Delta T_n \sin n\omega t) + \\
 & + \frac{\lambda}{4l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\lambda_n z}}{\alpha_n \alpha_n} [\Delta T_n \cos(n\omega t - \alpha_n z) + \Delta T_n \sin(n\omega t - \alpha_n z)] + \\
 & + \frac{\lambda}{4l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{b_n \alpha_n} (\Delta T_n \cos n\omega t + \Delta T_n \sin n\omega t) - \\
 & - \frac{\lambda}{4l} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\lambda_n z}}{b_n \alpha_n} \left[\begin{array}{l} \Delta T_n \cos(n\omega t - b_n z) + \Delta T_n \sin(n\omega t - b_n z) \\ \Delta T_n^1 \quad \quad \quad - \Delta T_n \end{array} \right]
 \end{aligned} \quad (3.12)$$

Здесь также верхние знаки и Лапласианы от T_n и T_n^1 берутся при $n\omega > l$, нижние — при $n\omega < l$.

Таким образом решение задачи в рассматриваемом случае получается на основании выражений (2.8), (2.9), (3.10), (3.11) и (3.12).

§ 4. Решение задачи при отсутствии кориолисовой силы и переменном коэффициенте турбулентного перемешивания

Система уравнений (1.16)—(1.21) остается без изменения, надо лишь принять $l=0$.

Для коэффициента турбулентности воспользуемся моделью с изломом

$$\begin{aligned}
 k &= k_0 z, \quad z < h, \\
 k &= k_0 h, \quad z > h.
 \end{aligned} \quad (4.1)$$

Выпишем систему уравнений для первого слоя ($z_0 \leq z \leq h$), снабдив соответствующие величины индексами 1.

$$\frac{\partial \vartheta_1}{\partial t} = k_0 \frac{\partial}{\partial z} \left(z \frac{\partial \vartheta_1}{\partial z} \right), \quad \frac{\partial q_1}{\partial t} = k_0 \frac{\partial}{\partial z} \left(z \frac{\partial q_1}{\partial z} \right), \quad (4.2)$$

$$0 = -RT \frac{\partial p_1}{\partial z} + \lambda \vartheta_1, \quad (4.3)$$

$$k_0 \frac{\partial}{\partial z} \left(z \frac{\partial V_1}{\partial z} \right) - \frac{\partial V_1}{\partial t} = RT \left(\frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y} \right) p_1, \quad (4.4)$$

$$\varpi_1 = - \int_{z_0}^z \left(\frac{\partial u_1}{\partial x} + \frac{\partial v_1}{\partial y} \right) dz. \quad (4.5)$$

Система уравнений для второго слоя ($z > h$) имеет вид (соответствующие величины снабжены индексом 2)

$$\frac{\partial \vartheta_2}{\partial t} = k_0 h \frac{\partial^2 \vartheta_2}{\partial z^2}, \quad \frac{\partial q_2}{\partial t} = k_0 h \frac{\partial^2 q_2}{\partial z^2}, \quad (4.2')$$

$$0 = RT \frac{\partial p_2}{\partial z} + \lambda \vartheta_2, \quad (4.3')$$

$$k_0 h \frac{\partial^2 V_2}{\partial z^2} - \frac{\partial V_2}{\partial t} = RT \left(\frac{\partial}{\partial x} + i \frac{\partial}{\partial y} \right) p_2, \quad (4.4')$$

$$\varpi_2 = - \int \left(\frac{\partial u_2}{\partial x} + \frac{\partial v_2}{\partial y} \right) dz + c_0(x, y, t). \quad (4.5')$$

Граничные условия будут иметь вид:

1. При $z = z_0$ $u_1 = v_1 = \varpi_1 = 0$; $\vartheta_1 = \vartheta_0(x, y, t)$; $q_1 = q_0(x, y, t)$.
2. При $z = h$ $u_1 = u_2$, $v_1 = v_2$, $\varpi_1 = \varpi_2$, $p_1 = p_2$, $\vartheta_1 = \vartheta_2$, $q_1 = q_2$.
3. При $z = h$ совпадают первые производные по z .
4. При $z \rightarrow \infty$ $u_2 = v_2 = p_2 = \vartheta_2 = q_2 = 0$, (4.6)

причем, как и выше, ϑ_0 и q_0 имеют вид (2.5), (2.6).

Решение системы начнем с (4.2) и (4.2'). Ищем их решение в следующем виде.

$$\vartheta_1 = \sum_{n=1}^{\infty} [\vartheta_{1,n}(x, y, z) \cos n\omega t + \vartheta_{1,n}(x, y, z) \sin n\omega t],$$

$$\vartheta_2 = \sum_{n=1}^{\infty} [\vartheta_{2,n}(x, y, z) \cos n\omega t + \vartheta_{2,n}(x, y, z) \sin n\omega t]. \quad (4.7)$$

Подставляя (4.7) в (4.2'), получим

$$z \frac{\partial^2 \Phi_n}{\partial z^2} + \frac{\partial \Phi_n}{\partial z} + \frac{i n \omega}{k_0} \Phi_n = 0, \quad (4.8)$$

$$\frac{\partial^2 \psi_n}{\partial z^2} + \frac{i n \omega}{k_0 h} \psi_n = 0.$$

$$\Phi_n = \Phi_{1,n} + i \Phi_{2,n}, \quad \psi_n = \psi_{1,n} + i \psi_{2,n}. \quad (4.9)$$

Граничные условия для Φ_n и ψ_n имеют вид

$$1. \text{ При } z = z_0 \quad \Phi_n = T_n; \quad i T_n,$$

$$2. \text{ При } z = h \quad \Phi_n = \psi_n,$$

$$3. \text{ При } z = h \quad \frac{\partial \Phi_n}{\partial z} = \frac{\partial \psi_n}{\partial z}, \quad (4.9')$$

$$4. \text{ При } z \rightarrow \infty \quad \psi_n = 0.$$

Уравнения (4.8) имеют следующие решения

$$\begin{aligned} \Phi_n &= c_{1,n} I_0(\beta_n \sqrt{iz}) + c_{2,n} H_0(\beta_n \sqrt{iz}), \\ \psi_n &= c_{3,n} e^{k_n(z-h)} + c_{4,n} e^{-k_n(z-h)}. \end{aligned} \quad (4.10)$$

$$\beta_n = 2 \sqrt{\frac{n \omega}{k_0}}; \quad k_n = z_n (1-i) = \sqrt{\frac{n \omega}{2 k_0 h}} (1-i). \quad (4.11)$$

Здесь I_0 и H_0 функции Бесселя и Ханкеля. Условие 4 из (4.10) дает $c_{3,n} = 0$, остальные три приводят к трем уравнениям для определения постоянных интегрирования, зависящих от (x, y) .

Если ввести обозначения

$$\zeta = \beta_n \sqrt{iz}, \quad \zeta_0 = \beta_n \sqrt{iz_0}, \quad \zeta_h = \beta_n \sqrt{ih},$$

$$D_n^{-1} = I_0(\zeta_0) [H_0(\zeta_h) - i H_1(\zeta_h)] - H_0(\zeta_0) [I_0(\zeta_h) - i I_1(\zeta_h)], \quad (4.12)$$

то для $c_{1,n}$ получаются выражения

$$\begin{aligned} c_{1,n} &= D_n (T_n + i T_n) [H_0(\zeta_h) - i H_1(\zeta_h)], \\ c_{2,n} &= -D_n (T_n + i T_n) [I_0(\zeta_h) - i I_1(\zeta_h)], \\ c_{4,n} &= c_{1,n} I_0(\zeta_h) + c_{2,n} H_0(\zeta_h). \end{aligned} \quad (4.13)$$

Обратимся к уравнениям (4.3) и (4.3'). Выполняя квадратуры, получим

$$p_1 = \frac{\lambda}{RT} \int \eta_1 dz + c_0(x, y, t), \quad p_2 = \frac{\lambda}{RT} \int \eta_2 dz. \quad (4.14)$$

Легко видеть, что граничные условия выполнены, кроме условия $p_1 = p_2$ при $z = h$, откуда и определится c_0 .

Подставляя в (4.14) решения (4.7), воспользуясь указанным выше граничным условием на $z = h$, а также последним выражением из (4.13), получим

$$p_{1,n} + i p'_{1,n} = \frac{2\sqrt{iz}}{i\beta_n} \left[c_{1,n} I_1(\beta_n \sqrt{iz}) + c_{2,n} H_1(\beta_n \sqrt{iz}) \right], \quad (4.15)$$

$$c_0 = 0, \quad p_{2,n} + i p'_{2,n} = -\frac{c_{2,n}}{k_n} e^{-k_n(z-h)},$$

причем решение (4.14) представлено в виде

$$p_i = \frac{\lambda}{RT} \sum_{n=1}^{\infty} (p_{i,n} \cos n\omega t + p'_{i,n} \sin n\omega t), \quad (i=1,2). \quad (4.16)$$

Вернемся теперь к уравнениям (4.4) и (4.4').

Так как уравнения для u_1 и v_1 , а также для u_2 и v_2 отличаются лишь правыми частями, причем вместо производной по x от p для первых входит производная по y от p , то мы рассмотрим решение лишь для u_1 и u_2 , а для v_1 и v_2 напомним по аналогии.

Выпишем эти уравнения:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(z \frac{\partial u_1}{\partial z} \right) - \frac{1}{k_0} \frac{\partial u_1}{\partial t} = \frac{\lambda}{k_0} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\partial p_{1,n}}{\partial x} \cos n\omega t + \frac{\partial p'_{1,n}}{\partial x} \sin n\omega t \right), \quad (4.17)$$

$$\frac{\partial^2 u_2}{\partial z^2} - \frac{1}{k_0 h} \frac{\partial u_2}{\partial t} = \frac{\lambda}{k_0 h} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{\partial p_{2,n}}{\partial x} \cos n\omega t + \frac{\partial p'_{2,n}}{\partial x} \sin n\omega t \right). \quad (4.18)$$

Если теперь искать решения уравнений (4.17) в виде

$$u_1 = \sum_{n=1}^{\infty} (u_{1,n} \cos n\omega t + u'_{1,n} \sin n\omega t),$$

$$u_2 = \sum_{n=1}^{\infty} (u_{2,n} \cos n\omega t + u'_{2,n} \sin n\omega t),$$

и обозначить

$$u_{1,n} + i u'_{1,n} = F_n, \quad u_{2,n} + i u'_{2,n} = f_n, \quad (4.19)$$

тогда из (4.17) получим следующие уравнения для определения последних функций

$$\begin{aligned} z < h \quad \frac{\partial}{\partial z} \left(z \frac{\partial F_n}{\partial z} \right) + \frac{in\omega}{k_0} F_n &= \frac{\lambda}{k_0} (p_{1,n} + i p'_{1,n})_x, \\ z > h \quad \frac{\partial^2 f_n}{\partial z^2} + \frac{in\omega}{k_0 h} f_n &= \frac{\lambda}{k_0 h} (p_{2,n} + i p'_{2,n})_x. \end{aligned} \quad (4.20)$$

Индекс x означает производную по x .

Граничные условия имеют вид

$$1. \text{ При } z = z_0 \quad F_n = 0,$$

$$2. \text{ При } z = h \quad F_n = f_n \text{ и } \frac{\partial F_n}{\partial z} = \frac{\partial f_n}{\partial z}. \quad (4.21)$$

3. При $z = \infty$ $f_n = 0$.

Уравнения (4.20) неоднородные. Соответствующие однородные уравнения совпадают с (4.8) и (4.9) и имеют решения (4.10). Если искать частные решения (4.21) в том же виде (4.10), пользуясь методом вариации постоянных, легко получить общие решения неоднородных уравнений (4.20) в виде

$$F_n = c_{5,n} I_0(\beta_n \sqrt{iz}) + c_{6,n} H_0(\beta_n \sqrt{iz}) + \frac{2\pi\lambda\sqrt{i}}{k_0\beta_n} \left[\frac{\partial c_{1,n}}{\partial x} S_1(z) + \frac{\partial c_{2,n}}{\partial x} S_2(z) \right],$$

$$f_n = c_{7,n} e^{\lambda_n(z-h)} + \left[c_{8,n} + \frac{\lambda(z-h)}{2k_0\beta_n} \frac{\partial c_{3,n}}{\partial x} \right] e^{-k_n(z-h)}. \quad (4.22)$$

В предыдущем решении использовано (4.15) в правых частях уравнений (4.20) и, кроме того, обозначено

$$S_1(z) = I_0(\beta_n \sqrt{iz}) \int_h^z I_0 I_1 \sqrt{z} dz - H_0(\beta_n \sqrt{iz}) \int_h^z H_0 H_1 \sqrt{z} dz,$$

$$S_2(z) = I_0(\beta_n \sqrt{iz}) \int_{z_0}^z I_0 I_1 \sqrt{z} dz - H_0(\beta_n \sqrt{iz}) \int_{z_0}^z I_0 H_1 \sqrt{z} dz. \quad (4.23)$$

$c_{i,n}$ ($i=1, 2, 3, 4$) определяются по (4.13). Для определения $c_{i,n}$ ($i=5, 6, 7, 8$) воспользуемся условиями (4.21).

Если вернуться к обозначениям (4.12) и ввести новые

$$J_I(z) = \int_h^z H_0 I_1 \sqrt{z} dz; \quad J_{II}(z) = \int_h^z H_0 H_1 \sqrt{z} dz;$$

$$J_{III}(z) = \int_{z_0}^z I_0 I_1 \sqrt{z} dz; \quad J_{IV}(z) = \int_{z_0}^z I_0 H_1 \sqrt{z} dz, \quad (4.24)$$

и кроме того, обозначить

$$f_{1,nx}(\zeta_0) = \frac{2\pi\lambda\sqrt{i}}{k_0\beta_n} I_0(\zeta_0) \left[\frac{\partial c_{1,n}}{\partial x} J_I(\zeta_0) + \frac{\partial c_{2,n}}{\partial x} J_{II}(\zeta_0) \right],$$

$$f_{2,nx}(\zeta_h) = H_0(\zeta_h) f_{1,n}(\zeta_h),$$

$$f_{3,nx}(\zeta_h) = H_0(\zeta_h) f_{1,n}(\zeta_h) + \frac{\lambda(1+i)}{4\pi\omega\beta_n} \frac{\partial c_{1,n}}{\partial x}, \quad (4.25)$$

$$f_{4,nx}(\zeta_h) = -\frac{2\pi\lambda\sqrt{i}}{k_0\beta_n} \left[\frac{\partial c_{1,n}}{\partial x} J_{III}(\zeta_h) + \frac{\partial c_{2,n}}{\partial x} J_{IV}(\zeta_h) \right],$$

то для коэффициентов $c_{i,n}$, зависящих от (x, y) , получим

$$\begin{aligned}
 c_{5,n} &= D_n \left| \begin{array}{cc} H_0(\zeta_0) & f_{1,n}(\zeta_0) \\ H_0(\zeta_h) - H_1(\zeta_h) f_{2,n}(\zeta_h) - i f_{3,n}(\zeta_h) \end{array} \right| \\
 c_{6,n} &= D_n \left| \begin{array}{cc} f_{1,n}(\zeta_n) & I_n(\zeta_0) \\ f_{2,n}(\zeta_0) - i f_{3,n}(\zeta_h) & I_0(\zeta_h) - i I_1(\zeta_h) \end{array} \right| \\
 c_{1,n} &= 0,
 \end{aligned} \quad (4.26)$$

$$c_{5,n} = c_{5,n} I_0(\zeta_h) + c_{6,n} H_0(\zeta_h) + f_{2,n}(\zeta_h).$$

Здесь также индекс x означает дифференцирование по x . Уравнения для определения v_i и $v_{i,n}$, как указано выше, имеют точно такой же вид, как и (4.17), только вместо производных по x в правых частях войдут производные по y . Если искать решения (4.18) в виде

$$v_i = \sum_{n=1}^{\infty} (v_{i,n} \cos n\omega t + v'_{i,n} \sin n\omega t) \quad (i=1, 2), \quad (4.27)$$

и обозначить

$$v_{1,n} + i v'_{1,n} = \bar{F}_n, \quad v_{2,n} + i v'_{2,n} = \bar{f}_n, \quad (4.28)$$

а также воспользоваться граничными условиями (4.21), получим

$$\begin{aligned}
 \bar{F}_n &= \bar{c}_{5,n} I_0(\beta_n \sqrt{iz}) + \bar{c}_{6,n} H_0(\beta_n \sqrt{iz}) + \frac{2\pi\lambda \sqrt{i}}{k_0 \beta_n} \left| \frac{\partial c_{1,n}}{\partial y} S_1(z) + \right. \\
 &\quad \left. + \frac{\partial c_{2,n}}{\partial y} S_2(z) \right|, \\
 \bar{f}_n &= \bar{c}_{7,n} e^{\beta_n(z-h)} + \left[\bar{c}_{8,n} + \frac{\lambda(z-h)}{2k_0 h k_n^2} \frac{\partial c_{4,n}}{\partial y} \right] e^{-\beta_n(z-h)}.
 \end{aligned} \quad (4.29)$$

Если теперь вместо (4.25) ввести в точности те же выражения, но продифференцировать их по y , то для коэффициентов $c_{i,n}$ получим выражения, в точности имеющий вид (4.26). Перейдем теперь к определению вертикальной скорости. Для этого следует исходить из уравнений (4.5) и (4.5') и решений (4.22), (4.29). В результате получим

$$\begin{aligned}
 w_1 &= - \int_{z_0}^z \sum_{n=1}^{\infty} \left[\left(\frac{\partial u_{1,n}}{\partial x} + \frac{\partial v_{1,n}}{\partial y} \right) \cos n\omega t + \left(\frac{\partial u'_{1,n}}{\partial x} + \frac{\partial v'_{1,n}}{\partial y} \right) \sin n\omega t \right] dz, \\
 w_2 &= - \int \sum_{n=1}^{\infty} \left[\left(\frac{\partial u_{2,n}}{\partial x} + \frac{\partial v_{2,n}}{\partial y} \right) \cos n\omega t + \left(\frac{\partial u'_{2,n}}{\partial x} + \frac{\partial v'_{2,n}}{\partial y} \right) \sin n\omega t + \right. \\
 &\quad \left. + c_n(x, y, t) \right].
 \end{aligned} \quad (4.30)$$

Как показывает (4.30) условие $w_1=0$ удовлетворяется при $z=z_0$. Удовлетворяется также одно из условий на контакте, при $z=h$ $\partial w_1 / \partial z = \partial w_2 / \partial z$. Остается лишь удовлетворить условию $w_1 = w_2$ при $z=h$, откуда и будет определяться c_0 .

Обозначим

$$\begin{aligned}
 m_n(x, y, z) &= - \int_{z_0}^z \left(\frac{\partial u_{1,n}}{\partial x} + \frac{\partial v_{1,n}}{\partial y} \right) dz; \quad r_n(x, y, z) = - \int_{z_0}^z \left(\frac{\partial u'_{1,n}}{\partial x} + \frac{\partial v'_{1,n}}{\partial y} \right) dz; \\
 \bar{m}_n(x, y, z) &= - \int_{z_0}^z \left(\frac{\partial \bar{u}_{1,n}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}_{1,n}}{\partial y} \right) dz; \quad \bar{r}_n(x, y, z) = - \int_{z_0}^z \left(\frac{\partial \bar{u}'_{1,n}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{v}'_{1,n}}{\partial y} \right) dz.
 \end{aligned} \quad (4.31)$$

Подставляя сюда (4.19) и (4.28), легко получим

$$\begin{aligned}
 m_n + i r_n &= - \frac{\partial}{\partial x} \int_{z_0}^z F_n(x, y, z) dz - \frac{\partial}{\partial y} \int_{z_0}^z F_n(x, y, z) dz, \\
 \bar{m}_n + i \bar{r}_n &= - \frac{\partial}{\partial x} \int_{z_0}^z \bar{F}_n(x, y, z) dz - \frac{\partial}{\partial y} \int_{z_0}^z \bar{F}_n(x, y, z) dz.
 \end{aligned} \quad (4.32)$$

Подставляя сюда соответствующие решения и выполняя квадратуры, получим

$$\begin{aligned}
 m_n + i r_n &= - I_1(z) \left(\frac{\partial c_{5,n}}{\partial x} + \frac{\partial c_{6,n}}{\partial y} \right) - \bar{H}_1(z) \left(\frac{\partial \bar{c}_{6,n}}{\partial x} + \frac{\partial \bar{c}_{5,n}}{\partial y} \right) - \\
 &\quad \frac{2\pi i}{\kappa_0 \rho_n} \sqrt{i} [\bar{S}_1(z) \Delta c_{1,n} + \bar{S}_2(z) \Delta c_{2,n}].
 \end{aligned} \quad (4.33)$$

$$\bar{m}_n + i \bar{r}_n = \left[\frac{1}{k_n} \left(\frac{\partial c_{3,n}}{\partial x} + \frac{\partial c_{4,n}}{\partial y} \right) + \frac{i}{2\pi\omega} \frac{1 + k_n(z-h)}{k_n^2} \Delta c_{4,n} \right] e^{-\beta_n(z-h)} \quad (4.34)$$

$$I_1(z) = \int_{z_0}^z I_0(\beta_n \sqrt{iz}) dz, \quad \bar{H}_1(z) = \int_{z_0}^z H_0(\beta_n \sqrt{iz}) dz, \quad (4.34')$$

$$\bar{S}_1(z) = I_1(\beta_n \sqrt{iz}) J_I(z) - H_1(\beta_n \sqrt{iz}) J_{III}(z),$$

$$\bar{S}_2(z) = I_1(\beta_n \sqrt{iz}) J_{II}(z) - H_1(\beta_n \sqrt{iz}) J_{IV}(z).$$

$\bar{I}_1(z)$, $\bar{H}_1(z)$ решаются в конечном виде.

Представляя неизвестное c_0 из (4.30) в виде

$$c_0(x, y, t) = \sum_{n=1}^{\infty} [c_{0,n}(x, y) \cos n\omega t + \bar{c}_{0,n}(x, y) \sin n\omega t], \quad (4.35)$$

получим

$$\omega_1 = \sum_{n=1}^{\infty} (m_n \cos n\omega t + r_n \sin n\omega t),$$

$$\omega_2 = \sum_{n=1}^{\infty} [(\bar{m}_n + c_{0,n}) \cos n\omega t + (\bar{r}_n + \bar{c}_{0,n}) \sin n\omega t], \quad (4.36)$$

причем $m_n, r_n, \bar{m}_n, \bar{r}_n$ определяется из (4.33) и (4.35), а $\dot{c}_{0,n}$ и $\dot{c}_{0,n}$ из условия

$$\dot{c}_{0,n} + i \dot{c}_{0,n} + (m_n + i r_n) \Big|_{z=h} - (\bar{m}_n + i \bar{r}_n) \Big|_{z=h} = 0. \quad (4.37)$$

Как показывает (4.34) $\bar{m}_n = \bar{r}_n = 0$ при $z \rightarrow \infty$ и второе выражение из (4.36) получит вид

$$w_{2,n} = \sum_{n=1}^{\infty} (\dot{c}_{0,n} \cos n\omega t + \dot{c}_{0,n} \sin n\omega t). \quad (4.38)$$

Отсюда становится ясным физический смысл постоянной c_0 , так как из (4.35) и (4.38) имеем

$$c_0 = w_2 \text{ при } z \rightarrow \infty.$$

Таким образом, решение в этом случае выражается формулами (4.7) (4.10) — для температуры, (4.15) и (4.16) — для давления, (4.18) и (4.22) (4.27) и (4.29) — для горизонтальных скоростей, (4.36), (4.33) и (4.34) — для вертикальной скорости.

Случай, с учетом ускорения Кориолиса с переменными коэффициентами перемещения по высоте связан с громоздкими выкладками и здесь не приводится.

Институт водных проблем

АН Армянской ССР

Поступило 3VI.62 г.

Ա. Մ. ՄԽԻՏԱՐՅԱՆ

ՄԵԼՈՒՆԱԼ ԼՃԻ ԱՎԱԶԱՆԻ ԲՐԷՋՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ ԵՎ ՍԱՄԱՐՆԵՐԻ
ՋԵՐԻՍԱՍՏԻՃԱՆԻ ԻՐԱԿԱՆ ԲԱՇԽՄԱՆ ՄԻՋՈՅԻՎ ՆՐԱՆՑ ՀԱՇՎՈՒՆ
ՄԻ ՔԱՆԻ ԱՐԴՅՈՒՆՔՆԵՐ

[Հաղորդում 1]

Ո. մ փ ո փ ո ո մ

Սեանա լճի հիդրոգերևութաբանական և մասնավորապես քամու, ուժի մի մասը հետազոտողները [11, 19] պատշաճ ուշադրություն չեն դարձրել բրեյդալին ցիրկուլացիայի տատանատիրությունը, գտնելով, որ այն ալատիկ քիչ է պարպուցած: 1955—60 թթ. Էրասմուկիցիոն աշխատանքները [18, 21] հնարավորություն տվին այդ հարցը բնական ստեղծ լրացուցիչ կերպով, նոր տվյալների հիման վրա և ստանալ մի շարք արդյունքներ, որոնք շարադրված են այս և հաջորդ (հաղորդում II) հոդվածների մեջ:

Վերջին մասնաանկներս առաջ է քաշվում պոլորիտացման կրճատման պրորիմը հաստի միամուկկուլյար թաղանթների միջոցով [15], որի լուծումը պահանջում է մանրակրկիտ կերպով հետազոտել ջրամբարների և լճերի

քամու ուժովը. հատկապես անհրաժեշտ է ուսումնասիրել տեղական քամիները:

Հոգվածում բերվում է բրիզային ցիրկուլացիայի խնդրի լուծումը. ելնելով հիպոթեզնամադինամիկայի դժանդհադ հալասարումների (1.16) — (1.21) սխեմայից. (1.22) սահմանային պայմանների դեպքում: Դիտարկված են հետևյալ դեպքերը:

Նախ դիտարկված է այն դեպքը, երբ ուղղաձիգ տուրբուլենտականության զործակիցը հաստատուն է, իսկ կորիոլիսի արագացումը բացակայում է: Այդ դեպքում հալասարումների սխեման ունի (2.1) — (2.4) տեսքը: Եթե սահմանային պայմանները ներկայացվեն (2.5) տեսքով, ապա լուծումն ստացվում է (2.8), (2.9), (2.18) և (2.19) տեսքով: Հաջորդ պարագրաֆում դիտարկված է նույն դեպքը. հաշվի առնելով նաև կորիոլիսի արագացումը, լուծումն ստացվում է (2.8), (2.9), (3.10) — (3.12) տեսքով:

Այն դեպքում, երբ ուղղաձիգ տուրբուլենտականության զործակիցը զրծային փոփոխվում է բարձրության մինչև նրա որոշ արժեքը, աջուհետև՝ հաստատուն, այսինքն ունի (4.1) տեսքը, հալասարումների սխեման ունենում է (4.2) — (4.5) տեսքը առաջին շերտի և (4.2) — (4.5) տեսքը՝ երկրորդի համար:

Սահմանային պայմաններն ունեն (4.6) տեսքը:

Խնդրի լուծումն այս դեպքում նույնպես հնարավոր է լինում հասցնել մինչև վերջ: Այն ունի (4.7) և (4.10) տեսքը ջերմաստիճանի համար. (4.15) և (4.16)՝ ճնշման, (4.18), (4.22), (4.17), (4.22)՝ արագության հորիզոնական և (4.36), (4.33), (4.34)՝ ուղղաձիգ բաղադրիչների համար:

Ստացված բանաձևերը հնարավորություն են տալիս կատարել օրինակների կոնկրետ հաշիվներ և հետազոտել բրիզային ցիրկուլացիայի երևույթի որոշ որակական հետևանքները: Այդ հարցերը պարզարանվում են հաջորդ հոդվածում:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Буз А. И. К вопросу о влиянии береговой линии на воздушные течения и распределение осадков. Сб. по региональной синоптике, № 5, 1960.
2. Бурмян Э. А. К вопросу о распределении вертикальных токов при бризовых циркуляциях. Тр. ОГМИ, вып. 5, 1953.
3. Бурмян Э. А. Об основных принципах классификации местных ветров. Тр. ОГМИ, вып. 21, 1960.
4. Воронцов И. А. Бризы Цимлянского водохранилища. Тр. ГГО, вып. 54, 1955.
5. Воронцов И. А. Некоторые метеорологические и аэрологические характеристики морских бризов Черного моря. Тр. ГГО, вып. 63, 1956.
6. Воронцов И. А. О бризах Ладожского озера. Тр. ГГО, вып. 73, 1958.
7. Воейков А. И. Морские и береговые бризы. Журн. «Метеорологический вестник», 6—7, 1914.
8. Гутман Л. И. О структуре бризов. Тр. ЦИП, вып. 8, 1948.
9. Гутман Л. И. О вертикальных токах при бризах. Тр. ЦИП, вып. 8, 1948.
10. Гутман Л. И. О распределении бризов по нормали к берегу. Журн. «Метеорология и гидрология», № 2, 1949.

11. Давидов В. К. Водный баланс озера Севан. Материалы по исследованию озера Севан, ч. VI, 1938.
- 11а. Егиазаров И. В. Возможность значительной экономии водных ресурсов для народного хозяйства и одномолекуляризация пленка для борьбы с испарением с поверхности водоемов, озер и водохранилищ. Изв. АН АрмССР, сер. ТН, № 3 и 6, 1960 и № 2, 1961.
12. Кибель И. А. Применение к метеорологии уравнений механики бароклинной жидкости. Известия АН СССР (серия Географическая и геофизическая), № 5, 1940.
13. Кибель И. А. Метод решения задачи о локальных вихрях. Доклады ЦИП, т. 1, вып. 1-2, 1947.
14. Лагунская Л. С. О бризах Черноморского побережья. Тр. Украинского НИГМИ, вып. 23, 1961.
15. Макарова В. С. и Мхитарян А. М. Опыты по применению мономолекулярных пленок в целях сокращения испарения, проведенные на берегу озера Севан. Известия АН Армянской ССР* (серия ТН), т. XIV, № 3, 1961.
16. Марков Л. В. и Альбов Н. В. Модель стационарной бризовой циркуляции. Тр. ГГО, вып. 31, 1940.
17. Мхитарян А. М. К теории конвекции большого масштаба. Известия АН Армянской ССР* (серия ФМЕТ), т. VIII, № 1, 1955.
18. Мхитарян А. М. Испарение с поверхности озера Севан. Сб. "Результаты комплексных исследований по Севанской проблеме", т. 1, Ереван, 1961.
19. Николайев Н. Г. Ветры в бассейне озера Севан. Материалы по исследованию озера Севан, ч. III, 1933.
20. Ситников Н. Г. Некоторые результаты гидродинамического исследования бризов. Тр. ЦИП, вып. 93, 1960.
21. Тимофеев М. П. (Ред.) Метеорологический режим озера Севан. Гидрометеоздат, 1960.
22. Трубников Б. П. О вертикальных токах при бризе над плоским берегом. Известия АН СССР* (сер. Геофизическая), № 2, 1961.
23. Arakawa H., Utsugi M. Theoretical investigation of Land-and Sea Breezes. Geoph. Mag., 11, 1937.
24. Haurwitz H. Comments on the Sea-Breeze Circulation. The Journ. of meteorol. v. 4, № 1, 1947.
25. Jeffreys H. On the Dynamics of Wind. Quart. Journ. Roy. Met. Soc., 48, 1922.
26. Pearce R. P. The calculation of the Sea-Breeze Circulation in terms of the differential heating across the coastline. Quart. Journ. of the Roy. Met. Soc., v. 81, № 349, 1955, v. 82, № 1352, 1956.
27. Schmidt F. H. An Elementary Theory of Land and Sea-Breeze ; Circulation. The Journ. of meteorol. v. 4, № 1, 1947.
28. Ryuro Sakadi, Reinvestigation on the Theory of Sea and Land Breeze. Proc. Phys. Mat. Soc. of Japan, v. 25, 1943.

ЭЛЕКТРОЭНЕРГЕТИКА

В. С. ХАЧАТРЯН

МИНИМИЗАЦИЯ ПОТЕРЬ АКТИВНОЙ МОЩНОСТИ
В ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СЕТЯХ

В последнее время, в связи с появлением современных быстродействующих цифровых вычислительных машин, стало возможным изучение наивыгоднейших режимов сложных энергосистем с учетом потерь активной мощности в сетях. Однако, для решения вопроса возникла необходимость разработки методики определения собственных и взаимных сопротивлений электрических цепей, методику определения потерь активной мощности в сетях и т. д. [1, 3]. Одной из проблем энергосистемы, связанной с экономичным режимом, является вопрос минимизации потерь активной мощности в сетях.

В статье предлагается математический способ решения задачи минимизации потерь активной мощности, применимый для энергосистем любой сложности. Вопрос анализа потерь в сетях необходим при вводе новых генерирующих станций в энергосистему и выборе для них оптимального местоположения. Минимизацию потерь необходимо рассмотреть с экономической точки зрения. В основе предлагаемого метода минимизации потерь активной мощности в сетях энергосистемы лежит формула потерь. Как известно, в формуле потерь фигурируют так называемые сетевые коэффициенты B_{mn} , которые в общем случае являются сложной функцией от всех генерируемых активных и реактивных мощностей и соответствующих комплексных напряжений при неизменной конфигурации данной энергосистемы [2, 3]. Исследования сетевых коэффициентов B_{mn} показало, что они, строго говоря, величины не постоянные. Однако отметим, что изменение этих коэффициентов настолько незначительно, что при решении инженерных задач можно их принять постоянными [3]. Таким образом, единственным допущением, которое здесь принимается, является принятие коэффициентов B_{mn} в качестве постоянных величин. Надо отметить, что при изменении конфигурации данной энергосистемы, сетевые коэффициенты B_{mn} резко изменяются (вследствие изменения собственных и взаимных сопротивлений); в этом случае возникает необходимость их пересчета. В рассматриваемом методе задаются: энергосистема с необходимыми параметрами; суммарный график нагрузки активной мощности; сетевые коэффициенты B_{mn} данной энергосистемы.

По этим данным требуется определить мощности, выдаваемые генераторными станциями в энергосистему, при которых потери в сетях будут минимальными.

Для решения задачи пользуемся формулой потерь, которая имеет следующий вид:

$$\pi = \sum_{m=1}^{\Gamma} \sum_{n=1}^{\Gamma} P_m B_{mn} P_n, \quad (1)$$

где двойное суммирование по „ m ” и „ n ” распространяется на все генерирующие станции;

B_{mn} — сетевые коэффициенты, или коэффициенты формулы потерь;

P_m, P_n — мощности генерирующих станций в узлах m и n ;

Γ — число электрических станций в энергосистеме.

Формулу (1) удобно представить в следующем виде:

$$\pi = \sum_{m=1}^{\Gamma} P_m B_{mm} + \sum_{m=1}^{\Gamma} \sum_{\substack{n=1 \\ m \neq n}}^{\Gamma} P_m B_{mn} P_n. \quad (2)$$

В выражении (2) члены первого слагаемого имеют только положительные знаки, в то время как члены второго слагаемого могут иметь как положительные, так и отрицательные значения. Сумма этих двух слагаемых является положительной величиной, и поэтому первое слагаемое больше, чем второе [3].

В качестве заданного условия (уравнение связи) принимается баланс активных мощностей данной энергосистемы:

$$\sum_{m=1}^{\Gamma} P_m - \pi = \sum_{k=1}^H P_k, \quad (3)$$

или

$$\sum_{m=1}^{\Gamma} P_m - \left(\sum_{m=1}^{\Gamma} P_m^2 B_{mm} + \sum_{m=1}^{\Gamma} \sum_{\substack{n=1 \\ m \neq n}}^{\Gamma} P_m B_{mn} P_n \right) = \sum_{k=1}^H P_k, \quad (4)$$

где $K=1, 2, 3, \dots$ — индексы нагрузочных узлов энергосистемы.

H — число нагрузок в энергосистеме.

Максиматически решение задачи сводится к определению минимума функции (2) при заданном условии (4).

Используя лагранжевы множитель λ запишем выражение исходной функции:

$$U = \sum_{m=1}^{\Gamma} P_m^2 B_{mm} + \sum_{m=1}^{\Gamma} \sum_{\substack{n=1 \\ m \neq n}}^{\Gamma} P_m B_{mn} P_n + \lambda \left[\sum_{m=1}^{\Gamma} P_m - \left(\sum_{m=1}^{\Gamma} P_m^2 B_{mm} + \right. \right.$$

$$+ \sum_{m=1}^r \sum_{\substack{n=1 \\ m \neq n}}^r P_m B_{mn} P_n \Bigg) \Bigg] \quad (5)$$

или

$$U = (1 - \lambda) \left(\sum_{m=1}^r F_m^2 B_{mm} + \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq n}}^r \sum_{n=1}^r P_m B_{mn} P_n \right) + \lambda \sum_{m=1}^r P_m. \quad (6)$$

Минимум функции (6) определяется из условия

$$\frac{\partial U}{\partial P_m} = 0, \quad (7)$$

21.718

$$\frac{\partial U}{\partial p_m} = 2 \left(1 - \left(P_m B_{mm} + \sum_{n=1}^r B_{mn} P_n \right) \right) = 0. \quad (8)$$

Уравнение (8) эквивалентно следующей системе уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial U}{\partial P_2} &= 2(1-\lambda) \left(P_2 B_{22} + \sum_{\substack{n=2 \\ n=1}}^r B_{1n} P_n \right) + \lambda = 0, \\ &\vdots \\ \frac{\partial U}{\partial P_r} &= 2(1-\lambda) \left(P_r B_{rr} + \sum_{\substack{n=1 \\ n=1}}^r B_{rn} P_n \right) + \lambda = 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь число неизвестных на 1 больше числа уравнений (9), поэтому добавляется условие (4).

Решая данную систему уравнений получим некие значения $P_1, P_2, \dots, P_l$ и множитель Лагранжа λ .

Последовательность определения искомых значений мощностей

Требуется решить следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} & (1-\lambda) \left(\rho_1 B_{11} + \sum_{n=2}^r B_{1n} \rho_n \right) + \lambda = 0 \\ & \dots\dots\dots \\ & (1-\lambda) \left(\rho_r B_{rr} + \sum_{n=1}^{r-1} B_{rn} \rho_n \right) + \lambda = 0 \end{aligned} \quad (10)$$

$$\sum_{m=1}^r P_m - \left(\sum_{m=1}^r P_m^2 B_{mm} + \sum_{\substack{m=1 \\ m \neq n}}^r \sum_{n=1}^r P_m B_{mn} P_n \right) = \sum_{k=1}^H P_k.$$

Здесь $\sum_{k=1}^H P_k = P_1 + P_2 + \dots + P_H$ выбирается из суммарного графика нагрузки активной мощности и при решении системы уравнений (10) остается постоянным. При изменении рассматриваемого режима соответствующим образом изменяется и $\sum_{k=1}^H P_k$. Однако, для данного режима она постоянная величина.

Исключая множители k из системы уравнений (10), получим систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned} P_1 B_{11} + \sum_{\substack{n=2 \\ n=1}}^{\Gamma} B_{1n} P_n &= P_2 B_{21} + \sum_{\substack{n=2 \\ n=2}}^{\Gamma} B_{2n} P_n \\ &\dots \dots \dots \\ P_{\Gamma-1} B_{(\Gamma-1)(\Gamma-1)} + \sum_{\substack{n=1 \\ n=\Gamma-1}}^{\Gamma} B_{(\Gamma-1)n} P_n &= P_{\Gamma} B_{\Gamma\Gamma} + \sum_{\substack{n=1 \\ n=\Gamma}}^{\Gamma} P_n P_n \\ \sum_{m=1}^{\Gamma} P_m \left(\sum_{n=1}^{\Gamma} P_n^2 B_{mn} + \sum_{\substack{m=1 \\ m=n}}^{\Gamma} \sum_{n=1}^{\Gamma} P_m B_{mn} P_n \right) &= \sum_{k=1}^H P_k \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

В развернутом виде (11) представляется в виде системы алгебраических уравнений с постоянными коэффициентами.

$$\left. \begin{aligned} a_{11} P_1 + a_{12} P_2 + \dots + a_{1\Gamma} P_{\Gamma} &= 0, \\ a_{21} P_1 + a_{22} P_2 + \dots + a_{2\Gamma} P_{\Gamma} &= 0, \\ &\dots \dots \dots \\ a_{(\Gamma-1)1} P_1 + a_{(\Gamma-1)2} P_2 + \dots + a_{(\Gamma-1)\Gamma} P_{\Gamma} &= 0, \\ \sum_{m=1}^{\Gamma} P_m \left(\sum_{n=1}^{\Gamma} P_n^2 B_{mn} + \sum_{\substack{m=1 \\ m=n}}^{\Gamma} \sum_{n=1}^{\Gamma} P_m B_{mn} P_n \right) &= \sum_{k=1}^H P_k \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Здесь

$$\begin{aligned} a_{1n} &= B_{1n} - B_{2n} \\ a_{2n} &= B_{2n} - B_{3n} \\ &\dots \dots \dots \\ a_{(\Gamma-1)n} &= B_{(\Gamma-1)n} - B_{\Gamma n} \end{aligned} \quad (13)$$

Для определения коэффициентов $a_{(m-1)n}$ необходимо составить матрицу сетевых коэффициентов B_{mn} :

	1	2	...	Γ
m				
1	B_{11}	B_{12}	...	$B_{1\Gamma}$
2	B_{21}	B_{22}	...	$B_{2\Gamma}$
	...	...	...	...
Γ	$B_{\Gamma 1}$	$B_{\Gamma 2}$	...	$B_{\Gamma \Gamma}$

(14)

Исходя из матрицы (14), определяем матрицу коэффициентов

$a_{(m-1)n}$ ($m=1, 2, 3 \dots \Gamma$; $n=1, 2, 3 \dots \Gamma$)

n	1	2	...	Γ
$m-1$				
1	$a_{11} = B_{11} - B_{21}$	$a_{12} = B_{12} - B_{22}$	...	$a_{1\Gamma} = B_{1\Gamma} - B_{2\Gamma}$
2	$a_{21} = B_{21} - B_{31}$	$a_{22} = B_{22} - B_{32}$	...	$a_{2\Gamma} = B_{2\Gamma} - B_{3\Gamma}$
	...	...	...	...
Γ	$a_{(\Gamma-1)1} = B_{(\Gamma-1)1} - B_{\Gamma 1}$	$a_{(\Gamma-1)2} = B_{(\Gamma-1)2} - B_{\Gamma 2}$	...	$a_{(\Gamma-1)\Gamma} = B_{(\Gamma-1)\Gamma} - B_{\Gamma \Gamma}$

(15)

Далее составляется линейное матричное уравнение:

$$\begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{1\Gamma} \\ a_{21} & a_{22} & \dots & a_{2\Gamma} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{(\Gamma-1)1} & a_{(\Gamma-1)2} & \dots & a_{(\Gamma-1)\Gamma} \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} P_1 \\ P_2 \\ \vdots \\ P_{\Gamma-1} \\ P_{\Gamma} \end{vmatrix} = 0 \quad (16)$$

Таким образом, для определения искоемых значений $P_1; P_2 \dots P_{\Gamma}$ необходимо решить матричное линейное уравнение (16) совместно с нелинейным уравнением (12а).

Выражая все неизвестные матричного уравнения (16) через одно неизвестное, например через P_1 , получим:

$$P_1 = \frac{\Delta_1}{\Delta} P_{\Gamma}; P_2 = \frac{\Delta_2}{\Delta} P_{\Gamma}, \dots, P_{(\Gamma-1)} = \frac{\Delta_{(\Gamma-1)}}{\Delta} P_{\Gamma}, \quad (17)$$

где

$$\Delta = \begin{vmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{1(\Gamma-1)} \\ a_{21} & a_{22} & \dots & a_{2(\Gamma-1)} \\ \dots & \dots & \dots & \dots \\ a_{(\Gamma-1)1} & a_{(\Gamma-1)2} & \dots & a_{(\Gamma-1)(\Gamma-1)} \end{vmatrix}$$

и является определителем данной матрицы.

$\Delta_1, \Delta_2, \dots, \Delta_{\Gamma-1}$ получается из матрицы коэффициентов (15).

После подстановки значений $P_2; P_3; \dots; P_{\Gamma-1}$ из выражения (17) в (12а) получается полное квадратное уравнение

$$AP_{\Gamma}^2 + BP_{\Gamma} + C = 0, \quad (19)$$

где

$$A = \frac{\sum_{m=1}^{\Gamma-1} \sum_{n=1}^{\Gamma-1} \Delta_m B_{mn} \Delta_n}{\Delta^2} + 2 \frac{\sum_{m=1}^{\Gamma-1} \Delta_m B_{m\Gamma}}{\Delta} + B_{\Gamma\Gamma} \quad (20)$$

$$B = - \left(\frac{\sum_{m=1}^{\Gamma-1} \Delta_m}{\Delta} + 1 \right) \quad (21)$$

$$C = \sum_{k=1}^H P_k : \quad (22)$$

Так как генераторная мощность $P_{\Gamma} > 0$, то в (19) надо удерживать соответствующий корень. После определения значения P_{Γ} не трудно определить остальные искомые величины $P_1; P_2; \dots; P_{\Gamma-1}$ из выражения (17).

Применительно к формуле (2) формула Тейлора принимает следующий вид:

$$\Delta\pi = d\pi + \frac{1}{2!} d^2\pi + \dots + \frac{1}{(a-1)!} d^{a-1}\pi + \left[\frac{d^a\pi}{n!} \right]_1 \quad (23)$$

где $\Delta\pi = \pi - \pi'; \quad (23a)$

$$\pi = \pi(P_1, P_2; \dots; P_{\Gamma}); \quad (24)$$

$$\pi' = \pi'(P_1 + dP_1, P_2 + dP_2; \dots; P_{\Gamma} + dP_{\Gamma}); \quad (25)$$

Так как рассматриваемая функция содержит неизвестное во второй степени, дифференциалы выше второго порядка тождественно равны нулю. Поэтому

$$\Delta\pi = \frac{1}{2!} d^2\pi; \quad (26)$$

Достаточным условием минимума функции (2) является условие

$$d^2\pi > 0 \quad (27)$$

Для доказательства неравенства (27) необходимо получить цифровое значение $d^2\pi$.

Из уравнения (2) имеем:

$$d\pi = \frac{\partial\pi}{\partial P_1} dP_1 + \frac{\partial\pi}{\partial P_2} dP_2 + \dots + \frac{\partial\pi}{\partial P_{\Gamma}} dP_{\Gamma}; \quad (28)$$

Дифференцируя получим

$$d^2\pi = \frac{\partial}{\partial P_1} (d\pi) dP_1 + \frac{\partial}{\partial P_2} (d\pi) dP_2 + \dots + \frac{\partial}{\partial P_{\Gamma}} (d\pi) dP_{\Gamma}. \quad (29)$$

тельные, знаки, поэтому $\sum_{m=1}^{\Gamma} \sum_{n=1}^{\Gamma} B_{mn} (dP_m) (dP_n)$ может иметь как

положительный, так и отрицательный знак. В виду того, что $B_{mn} \gg B_{nn}$, [3], имеем

$$\sum_{m=1}^{\Gamma} B_{mm} (dP_m)^2 > 2 \sum_{m=1}^{\Gamma} \sum_{n=1}^{\Gamma} B_{mn} (dP_m) (dP_n); \quad (34)$$

Таким образом, доказано, что полученные из необходимого условия ($d\pi=0$), значения $P_1, P_2 \dots P_{\Gamma}$ соответствуют минимуму потерь в сетях энергосистемы.

Учет влияния ограниченности мощностей электрических станций

Приведенное нами уравнение связи (4) не учитывает ограниченности генерируемых мощностей в отдельных электрических станциях. При этом возможно, что полученное решение физически будет нереальным, следовательно, при решении задачи нужно учесть условия

$$0 < P_m \leq P_{m(\text{макс.})}, \quad (35)$$

где P_m — искомая величина генерируемой мощности m -ой станции; $P_{m(\text{макс.})}$ — максимальная возможная генерируемая мощность m -ой станции ($m=1, 2, 3 \dots \Gamma$).

В общем случае задача решается в следующей последовательности. Определяется минимум функции (2) при наличии уравнения связи (4) и условия (35). Если после нахождения искомых значений P_m ($m=1, 2 \dots \Gamma$) окажется, что $P_i > P_{i(\text{макс.})}$, (P_i найденная мощность i -ой станции, а $P_{i(\text{макс.})}$ максимально возможная мощность той же станции), то в уравнениях (12) и (12а) следует вместо P_i подставить $P_{i(\text{макс.})}$ и из системы (12) исключить i -ое уравнение.

Затем, для нахождения значений остальных переменных (генерируемые мощности станции) необходимо полученную новую систему уравнений (12) решить совместно с уравнениями (12а).

Заключение

Задача определения минимума потерь активной мощности в сетях энергосистемы сводится к решению системы линейных и нелинейных алгебраических уравнений. Порядок данной системы уравнений зависит от числа генерирующих станций. Следовательно, при большом количестве генераторных станций, решение полученной системы уравнений уже невозможно без современных быстродействующих цифровых машин. Кроме того, цифровая вычислительная машина обеспечивает большую точность, которая необходима при рассмотрении данного

вопроса. Так как в данной методике используются сетевые коэффициенты, то необходимо заранее вычислить числовые значения этих коэффициентов для исследуемой энергосистемы.

Институт энергетик АН
Армянской ССР

Поступило 14.2.1962

Վ. Ս. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

ԼԷԿՏՐԱԿԱՆ ՑԱՆՅԵՐՈՒՄ ԱԿՏԻՎ ՀԳՐՈՒԹՅԱՆ ԿՈՐՈՒՍՏԻ ՄԻՆԻՄՈՒՄԻ ՈՐՈՇՈՒՄԸ

Ժամանակակից արագ զարգացող հաշվիչ մեքենաները հնարավորություն են տալիս լուծելու էներգոսխառմի հետ կապված աշխարհի բարդ խնդիրներ, ինչպես որինակ էլեկտրական ուժի մեկնարկի հաշվումը, էլեկտրական ցանցերում ակտիվ հզորությունների կորուստների հաշվումը, սեփական և փոխադարձ զիմարությունների որոշումը և այլն: Այդ տեսակետից կարևոր է նաև էներգոսխառմի ցանցերում առաջացող ակտիվ հզորությունների կորուստները մինիմումի բերման հարցը, որը և արժարժված է տվյալ հոդվածում: Հոդվածում արժարժված մեթոդի հիմքում ընկած է ակտիվ հզորության կորուստի բանաձևը (1), որն արտահայտվում է տվյալ էներգոսխառմը բնութագրող ցանցային B_{min} դորժակցույթ և էլեկտրական կախանների P_m և P_n հզորություններով: Հետևապես, տվյալ մեթոդից օգտվելու համար նախօրոք պետք է հաշվել ցանցային B_{min} դորժակցույթները, որոնց հետ կապված հետադրություններից ցույց են տվել, որ նրանք փոփոխվում են տարրեր ուժի մեկնարկի ժամանակ ոչ մեծ սահմաններում, այնպես որ պրակտիկորեն կարելի է ընդունել որպես հաստատուն:

Հետագա մաթեմատիկական ձևափոխությունների մասնակի ընդունված է, որ ցանցային B_{min} դորժակցույթները չեն փոփոխվում տարրեր ուժի մեկնարկի ժամանակ:

Սա հանդիսանում է միակ ենթադրությունը տվյալ մեթոդի մեջ: Բայց պետք է նշել, որ ցանցային B_{min} դորժակցույթները կարելի է հաշվել լուրջ քանակությամբ ուժի մեկնարկի համար և այն չընդունել որպես անփոփոխ բոլոր ուժի մեկնարկի դեպքում:

Այդ դեպքում վերևում կատարված ենթադրությունը վերանում է, բայց մեծանում է հաշվման ծավալը: Տվյալ մեթոդից օգտվելու մասնակի, բացի ցանցային դորժակցույթներից, պետք է խմանալ նաև տվյալ սխառմի դոմանային ակտիվ հզորության որոշող գրաֆիկը և սխառմում արտահայտված հզորության նախնական բաշխվածությունը էլեկտրական կախանների միջև:

Հոդվածում արտածված մեթոդը հնարավորություն է տալիս սխառմում զործող հզորությունը վերաբաշխել էլեկտրական կախանների միջև աշխարհ, որ առաջացած հզորությունների կորուստը լինի մինիմում:

Խնդիրը բերվում է դժպիլի և ոչ դժպիլի հավասարումների սխառմի, որի լուծումը մեծ յանակալվածք էլեկտրական կախանների առկայության դեպքում դառնում է անհնարին ստանց ժամանակակից հաշվիչ մեքենաների:

ЛИТЕРАТУРА

1. Маркович И. М. Режимы энергетических систем. Госэнергоиздат, 1957.
2. Мельникова Н. А. Учет потерь в сети при определении невыгоднейшего режима энергосистемы. Журн. "Электричество", № 2, 1960.
3. Хачатрян В. С. Методика расчета потерь и производных от потерь. Известия АН Армянской ССР (серия ТН), № 1, 1962.

ГИДРОТЕХНИКА

Л. Г. ПЕТРОСЯН

КАВИТАЦИОННЫЙ КРИЗИС РАСХОДА

Явление кавитации, как известно, связано с образованием в жидкости, вблизи к поверхности, под действием разрывающих напряжений пустот, которые заполнены парами жидкости и растворенными газами. Эти пузырьки перемещаются вместе с жидкостью и попадают в область повышенных давлений, и снова быстро смыкаются. Жидкость устремляется внутрь пузырей со значительной скоростью и в результате этого происходит явление ударного характера, сопровождающееся большими приращением местных давлений (порядка сотен атмосфер) [1]. Импульсы давления, возникающие при смыкании кавитационных пустот, приводят к разрушению материала. Релей [2] рассчитал силы, возникающие при смыкании сферического газового пузырька в жидкости. Если радиус газового пузырька уменьшается от начального значения R_0 до значения R в жидкости с гидродинамическим давлением P_0 , то скорость v встречного движения частиц жидкости обратно пропорциональна радиусу R уменьшающегося пузырька. Таким образом, когда $R \rightarrow 0$, то $v \rightarrow \infty$. Если быстрое движение внезапно прекратится вследствие полного смыкания полости, то сконцентрированная в ничтожно маленьком объеме кинетическая энергия перейдет частично в тепловую и частично в энергию сжатия. При этом из центра сомкнувшейся полости распространится сферическая ударная волна. Максимальное давление в жидкости возникает на расстоянии $r=1,587 R$ от центра пузырька [2]

$$P = P_0 \frac{R_0^3}{r^3 256 R^3} \quad (1).$$

Для $R_0/R=20$ и $P_0=1$ ат получаем $P=1260$ ат.

Это давление возникает в непосредственной близости от поверхности пузырька, но на самой поверхности оно равно нулю. Если газовый пузырек уменьшается от исходного радиуса R_0 до радиуса R , то при этом создается давление

$$P = \sqrt{\frac{2P_0}{3\beta} \left(\frac{R_0}{R^3} - 1 \right)}, \quad (2)$$

где β — сжимаемость жидкости. Для воды ($\beta=5 \cdot 10^{-5}$ ат $^{-1}$) при $P_0=1$ ат и $R_0/R=20$ получаем $P=10300$ ат.

Время, в течение которого газовый пузырек радиуса R_0 в жидкости с плотностью ρ при гидростатическом давлении P_0 полностью смыкается, равно

$$t = 0,915 R_0 \sqrt{\frac{\rho}{P_0}} \text{ сек.} \quad (3)$$

где P_0 — выражено в дин/см^2 . При нормальном давлении для смыкания в воде газового пузырька диаметром 0,1 мм требуется время 5 мксек. Жидкость, в которой возникла кавитация, характеризуется пониженной проводимостью для звуковых волн, так как на кавитационных пустотах звуковые волны частично отражаются и частично рассеиваются. Это явление было наблюдеено еще Бойлем и Тейлором [4].

Следует упомянуть еще одно явление, тесно связанное с возникновением кавитации. Речь идет о явлении люминесценции при кавитации, причиной которого служат электрические разряды в кавитационных полостях. Подобную люминесценцию впервые наблюдали Френцель и Шульцес [5]. Авторы объяснили это явление электрическими разрядами типа эффекта Ленарда, происходящими при образовании пузырьков. Свечение хорошо видно невооруженным глазом, адаптированным к темноте.

Константиновым [6] обнаружены электрические разряды, ясно видимые в темноте при сильно развитой гидродинамической кавитации. Опыты производились с обычной водопроводной водой. Эти разряды возникают при разрушении парогазовых пузырьков в области пониженного давления. Вероятной причиной эрозии является непосредственное действие электрических разрядов и связанных с этим химических процессов. Френкель [7] произвел теоретическое исследование электрических разрядов при кавитации. Он рассчитал электрическое поле между двумя стенками полости, образующейся в жидкости в результате внезапного разрыва. Теория Френкеля была в дальнейшем развита Натансоном [8].

Изучение кавитации имеет существенное значение для исследования движения тела в воде с большими скоростями, например, при быстром вращении гребных винтов, движении жидкости в турбинах, при вытекании жидкости из сопла в насосах и других гидравлических машинах. В частности, с этим явлением приходится встречаться в гидравлических системах самолетов, в напорных трубах гидростанций и водопроводных галереях системы питания судовых шлюзов. Явление кавитации крайне нежелательно в гидравлических машинах и гидротехнических сооружениях. Ниже рассмотрим условие начала наступления кавитации в гидравлических системах (в трубопроводах). Известно, что при частичном открытии затвора в напорных трубопроводах поток, проходя через суженное затвором сечение, сжимается, после чего на некотором расстоянии от сжатого сечения снова расширяется, заполняя все сечение трубы. В случае герметического зат-

пора в сжатом сечении, при определенных условиях задачи, скорость может принимать столь большое значение, что для удовлетворения уравнения Бернулли (с учетом потерь) давление в сжатом сечении p должно принимать значение меньше атмосферного. Если уравнение Бернулли (при формальном его использовании) дало нам давление в сжатом сечении $p_c < p_a$, то это указывало бы на недопустимость его применения без введения добавочного члена, отвечающего особому виду потерь энергии — потерям на кавитацию. Проверка отсутствия кавитационных явлений за затвором сводится к проверке действительного давления за ним в суженном сечении потока.

Предположим, что имеем систему водопода, представленную на рис. 1. Мерой местного понижения давления за преградой может служить безразмерный коэффициент понижения γ' , представляющую со-

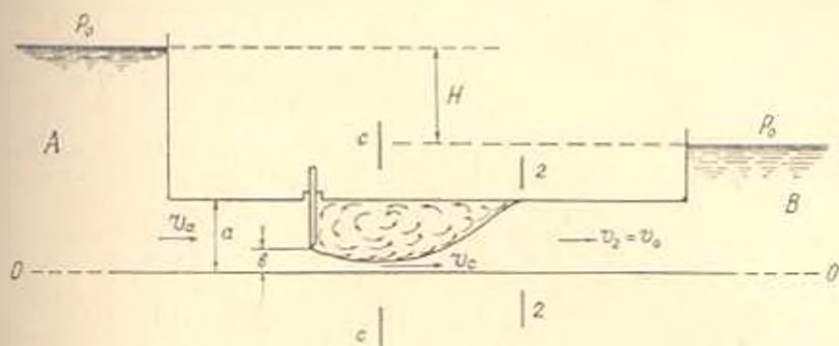


Рис. 1.

бой отношение разности величин удельной потенциальной энергии и потока в сечении, находящемся на значительном удалении от затвора, в котором поток после предварительного сжатия снова расширяется, заполняя все сечение $\left(\frac{p_2}{\gamma} + z_2\right)$, и в сжатом сечении, к скоростному напору в удаленном сечении $\frac{v_1^2}{2g}$:

$$\chi' = \frac{\left(x_2 + \frac{p_2}{\gamma}\right) - \left(x_1 + \frac{p_1}{\gamma}\right)}{v_{21}^{2/3} g}$$

Коэффициент χ' при отсутствии кавитационных явлений, по В. М. Маккавееву [9], равен

$$\chi' = 2 \sqrt{\epsilon_0} \quad (4)$$

На основании экспериментальных данных Н. В. Халтуриной [10] предлагается следующая зависимость для γ'

$$\chi' = 1.48 \sqrt{\epsilon_m}, \quad (5)$$

где $k_{\text{з}}$ — коэффициент сопротивления затвора, который зависит от типа затвора и от степени его открытия.

Для определения коэффициента χ' нами была получена следующая зависимость [11]*

$$\chi' = 2 \sqrt{\zeta_{c-2}}. \quad (6)$$

где ζ_{c-2} — коэффициент сопротивления на участке между сжатым сечением и сечением полного расширения потока, отнесенный к скорости $v_0 = v_2$.

Известно, что потери энергии в затворе, характеризующиеся коэффициентом потерь $\zeta_{\text{зат}}$, в основном происходят в области жидкости за преградой — между стенками и линией расширения струи. Эта область является как бы поглощающей (гасящей). В этом случае в связи с турбулентными перемешиваниями частиц жидкости основного потока с „мертвой зоной“ потери энергии на участке до сжатого сечения значительные. На участке между преградой и сжатым сечением, где поток продолжает суживаться на направления скоростей частиц вихревого мешка со скоростью основного потока составляют большие углы, это увеличивает длину пути перемешивания l , что со своей стороны, увеличивает дополнительное касательное напряжения, происходящее от турбулентности

$$|\tau_{\text{турб}}| = \rho l^2 \left(\frac{dv}{dn} \right)^2,$$

где v — осредненная скорость в точке.

Поэтому нельзя пренебрегать потерей, происходящей до сжатого сечения.

Зависимость (6) в отличие от зависимости (4) получена в предположении, что потери в затворе, характеризуемые коэффициентом $\zeta_{\text{зат}}$, рассматриваются не только как потери на внезапное расширение струи от сжатого сечения со скоростью v_c до сечения, где струя расширяется полностью, а как сумма потерь, происходящих до сжатого сечения и после него. При этом ζ_{c-2} рассматривается как потеря на внезапное расширение струи от сжатого сечения до сечения, где струя расширяется полностью*.

По зависимостям (4), (5) и (6) нами были вычислены величины $\chi' \frac{v_c^2}{2g}$ при различных степенях открытия затвора и результаты сопоставлены с соответствующими экспериментальными данными, полученными Г. В. Эндером в лаборатории ЛИНВТ (рис. 2). Сопоставление показало большое отклонение величин $\chi' \frac{v_c^2}{2g}$, вычисленных по формуле (4), от экспериментальных данных, в сторону превышения. Наблюдались также большие отклонения от экспериментальных величин, вычисленных по формуле (5). При малых открытиях затвора — в сторону занижения, и при больших в сторону завышения. Сопоставление

* В работе [11] имеется опечатка, в формуле (13) вместо 1.35 должно быть 1.48.

** Подробности см. в [11].

значений $\chi' \frac{v_2^2}{2g}$ вычисленных по (6), с экспериментальными данными дали удовлетворительные результаты.

Для определения давления в сжатом сечении p_c в случае водовода представленного на рис. 1 имеем [11]:

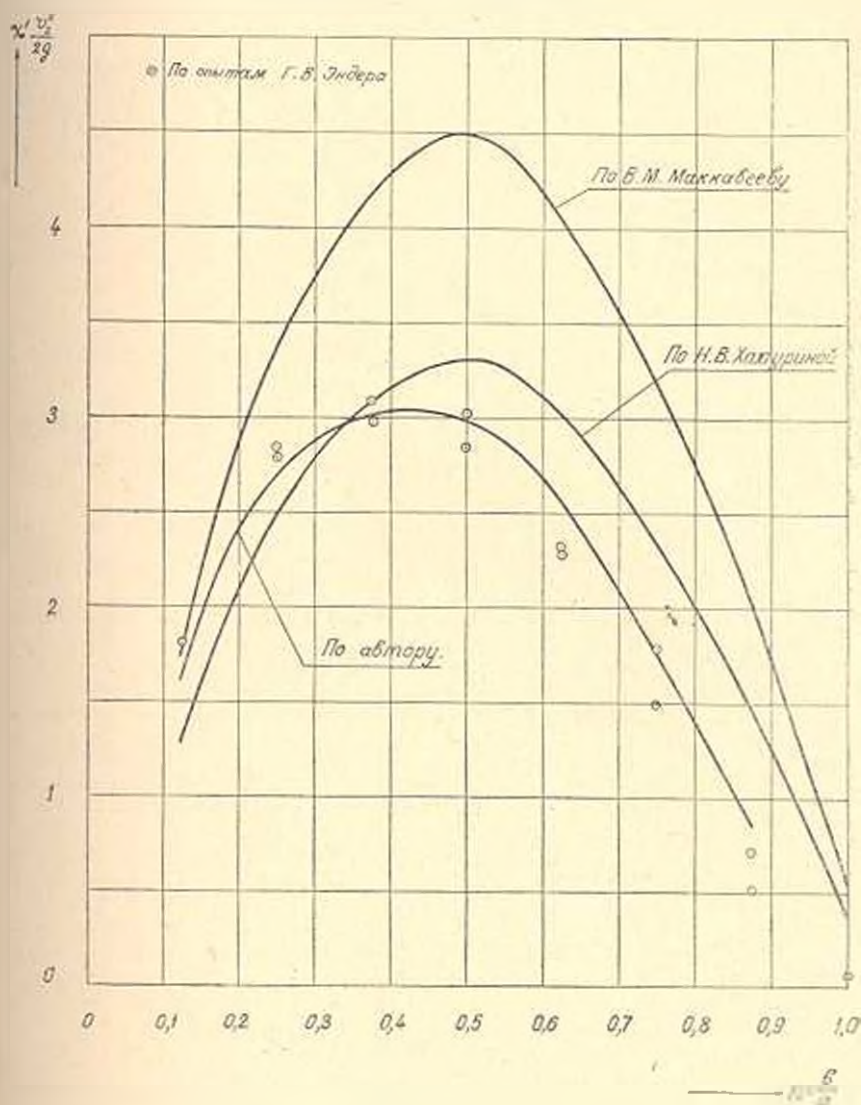


Рис. 2.

$$p_c = p_0 + \gamma (z_H - z_c) + \frac{\zeta_H - 1 - 2\sqrt{\zeta_c - 2}}{\zeta_H + \zeta_{\text{оп}} + \zeta} \gamma H. \quad (7)$$

Кроме того имеем

$$\frac{\gamma H}{\zeta_B + \zeta_{\text{оп}} + \zeta} = \frac{\rho v_0^2}{2}. \quad (8)$$

Здесь p_0 — атмосферное давление;

$\zeta_{\text{в}}$ — коэффициент сопротивления части водовода, расположенной выше сечения затвора, отнесенной к скорости $v_0 = v_1$;

$\zeta_{\text{п}}$ — коэффициент сопротивления части водовода, расположенной ниже сечения 2—2, отнесенной к скорости v_0 .

В силу (7) и (8) для системы водовода получим

$$\chi_c = \frac{p_{\text{см}} - p_c}{\frac{\rho v_0^2}{2}} = 1 + 2 \sqrt{\zeta_{c-2} - \zeta_{\text{в}}}, \quad (9)$$

где

$$p_{\text{см}} = p_0 + \gamma (z_{\text{в}} - z_c).$$

Наступление кавитации определяется условием

$$\chi_c = \frac{p_{\text{см}} - p_c}{\frac{\rho v_{0\text{max}}^2}{2}} = 1 + 2 \sqrt{\zeta_{c-2} - \zeta_{\text{в}}}. \quad (10)$$

Второй член в правой части формулы (10) зависит лишь от степени открытия затвора.

Имея значения числа кавитации χ_c , по формуле (10) можно определить критическую скорость $v_{0\text{max}}$, при которой наступает кавитация.

На рис. 3 представлены величины χ_c в зависимости от степени открытия затвора n для различных $\zeta_{\text{в}}$, в случае плоского затвора.

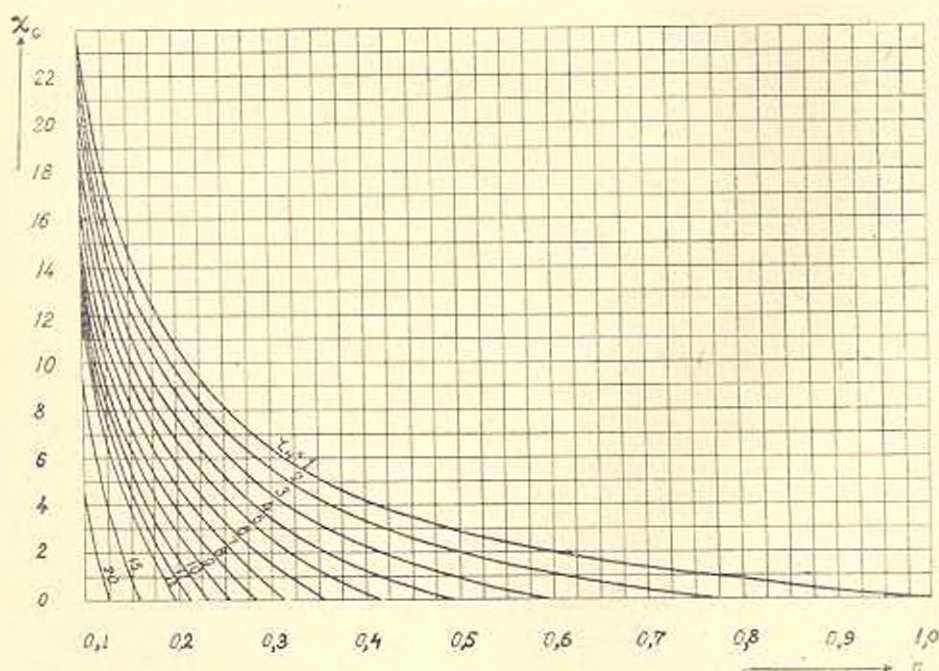


Рис. 3.

Пользуясь графиком для $\chi_c = f(n, \zeta_{\text{в}})$, можно по формуле (10) определить величину $v_{0\text{max}}$, при которой наступает кавитация. Задавая

желаемое значение p_c по формуле (9) можно определить скорость v_0 , при которой отсутствует кавитация в сжатом сечении.

Заметим, что на явление кавитации можно влиять изменением давления p_{cm} , которое увеличивается с глубиной погружения галереи под уровнем нижнего бьефа (резервуара). Очевидно, что с увеличением p_{cm} кавитация затрудняется.

В случае, когда для заданной системы трубопровода при данной степени открытия затвора коэффициент кавитации системы, определенный по зависимости

$$\chi_c = \frac{p_{cm} - p_c}{\frac{\rho v_{0max}^2}{2}} \quad (11)$$

меньше, чем величина

$$(1 + 2\sqrt{\zeta_{c-2} - \zeta_n}),$$

имеет место явление *развитой кавитации*.

Наличие явления кавитации приводит иногда к уменьшению расхода жидкости в системе, иначе говоря, к *кавитационному кризису расхода*. Это обстоятельство может привести к нарушению нормального режима работы сооружения.

Из рис. 3 следует, что в случае, когда χ_n , определенный по формуле (11) для заданной n и ζ_n , находится слева от кривой $\chi_c = f(n, \zeta_n)$, имеет место явление развитой кавитации, следовательно, имеет место кавитационный кризис расхода. Поскольку с увеличением ζ_n коэффициент χ_c может оказаться справа от кривой $\chi_c = f(n, \zeta_n)$, то, очевидно, что на явление кавитации можно влиять увеличением сопротивления в низовом участке водовода после сечения 2-2 (ζ_n). Заметим, что с увеличением ζ_n уменьшается и коэффициент расхода системы, что также понижает давление в сжатом сечении.

Ереванский государственный университет

Поступило 29 XI 1962

Լ. Գ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ

ԾԱՆՈԹ ԿԱՎԻՏԱՑԻՈՆ ԿՐԻՑԻՍ

Հայտնի է, որ անսեղմելի հեղուկի հաստատված շարժման ժամանակ ճրնշումների բաշխումը հոսքում կախված է արագությունների բաշխումից, իսկ ոչ հաստատված շարժման ժամանակ նա զգալի կերպով կախված է նաև լոկալ արագացումների բաշխումից: Ներքևում մենք դիտում ենք հեղուկի հաստատված շարժումը գծ. 1-ում բերված ջրատար սխեմանով:

Հոդվածում արվում է ջրատար սխեմայի ճնշման տեղական իջեցման չափանիշ հանդիսացող χ_c գործակցի որոշումը, ինչպես նաև կավիտացիայի երևույթի սկիզբ առնելու պայմանը: Այստեղ բերվում է պծագիր, որի սղնու-
1. ԴՆ. № 5

թյամբ կարելի է առանց հաշվարկի որոշել կավիտացիայի առկայությունը արդելակից հետո, սեղմված կտրվածքում:

Կավիտացիայի առկայությունը մեծացնում է էներգիայի կորուստները, որի հետևանքով փոքրանում է հեղուկի ծախսը սխառնմով, այսինքն առաջանում է հեղուկի ծախսի կավիտացիոն կրիզիս (ծախսի խափանում կավիտացիոն ծաղում ունեցող):

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Эшштейн Л. А., Возникновение и развитие кавитации. Сборник работ ИАГи, по гидродинамике, 1959.
2. Rayleigh, On the Pressure Developed a Liquid During the Collapse of a Spherical Cavity, Phil. Mag. (6), 31, 91 (1917).
3. Boyle R. W., Cavitation in the Propagation of Sound. Trans. Roy. Soc. Canada (3), 16, 157 (1922).
4. Boyle R. W., Taylor G. B. Reflecting Powers of Various Materials for Ultrasonic waves. Trans. Soc. Canada (3) 20, 245 (1926).
5. Frenzel H., Schultes H., Lumineszenz im ultraschallbeschickten Wasser., ZPS B 27, 421 (1935).
6. Константинов В. А., Об электрических разрядах при кавитации, ДАН СССР, т. 56, № 3, 1947.
7. Френкель Я. М., Об электрических явлениях, связанных с кавитацией, обусловленной ультразвуковыми колебаниями в жидкости. ЖФХ, 14, 1940.
8. Натансон Г. Л., О величине электрического поля в полостях, образуемых при кавитации жидкости ультразвуком, ДАН СССР, 83, 1948.
9. Маккавеев В. М. и Коновалов И. М., Гидравлика. Речиздат, 1940.
10. Халтурина Н. Н., Условия обтекания плоского затвора и напорной галереи ч давлением потока на затвор. Журн. "Гидротехническое строительство", № 7, 1954.
11. Սետրոսյան Ա. Գ., К вопросу определения давления за преградой в трубах. Тр. ВМАКВ им. А. Н. Крылова. вып. XX. 1959.

С. С. АВЕТИСОВ

ТРАЕКТОРИЯ ДВИЖЕНИЯ КАВИТЫ ПРИ ОТРЫВНОМ ОБТЕКАНИИ*

Анализ абразивных и кавитационных износов определяет область кавитационных разрушений, как застойную зону [1, 10], в которой отсутствуют линии износов. Линии износа впереди застойной зоны указывают на наличие отрывного течения жидкости. На рис. 1 показан износ на поверхности верхнего обода рабочего колеса, при выходе потока. Линии износов, которые начинаются перед язвинками на обода рабочего колеса, у линии стыка лопасти с верхним ободом, направлены против течения. Затем перегибаясь, эти линии износов следуют по потоку, составляя как бы граничную линию застойной зоны. Согласно существующему представлению об отрывном обтекании за точкой отрыва, скорость частиц, движущихся в непосредственной близости к контуру тела, направлена против основного потока. Только этим можно объяснить своеобразную кривизну линий износов на поверхности верхнего обода рабочего колеса при выходе потока (рис. 1).

Приводим анализ динамики кавит в области отрывного течения исходя из следующих установившихся понятий из теории крыла и работ по кавитации.

При обтекании лопасти, на которой возникает подъемная сила, жидкость движется по концентрическим кругам вокруг выходной кромки лопасти, как вокруг вихревой нити [2, 4].

Многочисленные эксперименты, проведенные с целью изучения кавитации [3, 5, 7, 8, 9], установили что кавита в области отрицательного градиента скорости сгущается и по мере нарастания отрывается от контура лопасти. При обтекании лопасти жидкость должна двигаться по концентрическим кругам вокруг выходной кромки лопасти, как вокруг вихревой нити. Скорость в поле прямолинейного вихря, напряженке которого равно Γ , может быть выражена следующей формулой [2, 4]

$$\int dv = \int \Gamma (ds/4\pi r^2) \sin \alpha. \quad (1)$$

* В порядке обсуждения.

Единичный участок вихревой нити, при $\sin \varphi = 1$ обуславливает в точке P поля скорость

$$V \sqrt{v_x^2 + v_y^2} = \Gamma / 4 \pi a^2 \quad (2)$$

или

$$\Gamma = 4 \pi a^2 V \sqrt{v_x^2 + v_y^2}, \quad (3)$$

где a — расстояние от центра вихря до рассматриваемой точки.

В нашем случае a — это расстояние от выходной кромки лопасти до канавок, образованных на поверхности лопасти кавитацией [1].



Рис. 1.

Соответственно, сила действующая на участке лопасти с единичной длиной в направлении плоскости решетки, определится так:

$$P = \frac{\gamma}{g} \Gamma V \sqrt{v_x^2 + v_y^2} = \frac{\gamma}{g} 4 \pi a^2 (v_x^2 + v_y^2). \quad (4)$$

Следовательно, в области кавитационных износов на кавиту, со стороны выходной кромки, будет действовать сила, вызванная цирку-

лящей лопасти, а со стороны входной кромки лопасти кавита будет испытывать действие сил основного потока. Эксперименты [3, 5, 7] показывают, что кавита возникает в слое жидкости, непосредственно прилегающей к твердой поверхности т. е. в пограничном слое лопасти. Эти кавиты скапливаются (сгущаются) в области отрывного течения. Согласно теории пограничного слоя, давление в пограничном слое приравнивается статическому давлению внешнего к граничному слою потока. Таким образом, в области отрывного течения, статическое давление потока будет равно давлению зарождения. Следовательно, кавита, имея внутреннее давление, равное давлению пограничного слоя, находится под действием двух противоположно направленных сил. Одна сила направлена от выходной кромки лопасти, другая со стороны входной кромки. Если бы давление убывало вдоль потока, то поступательное движение кавиты продолжалось бы в том же направлении. Но продольная скорость движения в пограничном слое невелика, благодаря замедляющему действию стенки. Энергия и количество движения малы и могут оказаться недостаточными для того, чтобы кавита продолжала двигаться против нарастающего давления. В таком случае кавита остановится. Затем может начаться скопление кавит (сгущение). Только так можно объяснить процесс сгущения кавиты и дальнейший отрыв от обтекаемого контура. Силы, вызванные циркуляционным течением вихря, заменяющие выходную кромку, могут служить в начальный момент сгущения кавиты как бы подпорной поверхностью до момента полного сгущения кавиты. Так как кавиты выделяются из жидкости непрерывно, и судя по экспериментам [3, 7, 8], они скапливаются в оболочку вблизи выходной кромки, то практически размеры сгущенной кавиты могут возрасти в широких пределах. Размер же концентрической окружности определяется значением циркуляции лопасти, в данном случае открытием направляющего аппарата. Следовательно, для каждого открытия направляющего аппарата турбины в какой-то момент радиус сгущенной кавиты достигнет радиуса концентрической окружности. Когда радиус сгущенной кавиты станет равным радиусу концентрической окружности, вследствие равнодействия всех сил, приложенных на кавиту, незначительное изменение внешних сил во внешнем потоке или на концентрической окружности циркуляционного движения вызывает отрыв кавиты от контура лопасти. Естественно полагать, что отрываясь под действием основного потока, кавита должна катиться без скольжения по линии одинаковых скоростей по потоку, т. е. по концентрической окружности вокруг выходной кромки лопасти без скольжения. Когда кавита катится без скольжения по концентрической окружности циркуляционного движения, вне этой окружности, точка контура кавиты описывает эллипсоиду. Обозначим радиус неподвижной окружности через a , производящей — через b .

Для графического построения эпициклоиды, делим полуокружность bId и угол $bo\eta = \pi\delta/a$ на n равных частей, проводим радиусы 1, 2, 3, 4 через точку o , дуги окружности I I, II 2, III 3 описываем из o ; откладывая затем I $\alpha_1 = 1\alpha$, II $\beta_1 = 2\beta$, III $\gamma_1 = 3\gamma$ получим точки $\alpha_1, \beta_1, \gamma_1$, принадлежащие эпициклоиде.

Согласно обозначениям на рис. 2 имеем:

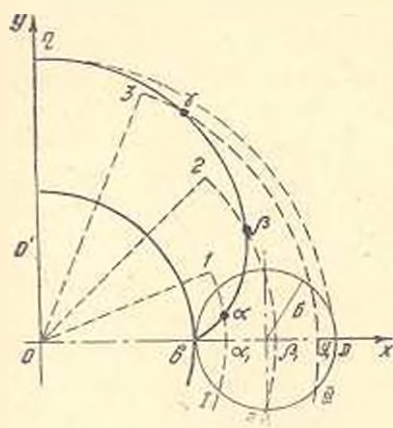


Рис. 2.

$$x = (a + \delta) \cos \frac{\delta}{a} t + \delta \cos \frac{a + \delta}{a} t, \quad (5)$$

$$y = (a + \delta) \sin \frac{\delta}{a} t - \delta \sin \frac{a + \delta}{a} t,$$

где t — угол катания.

По мере нарастания кавиты размер δ будет расти. При нарастании кавиты до величины $\delta = a$ эпициклоида обращается в кордиониду описываемую уравнением:

$$(y^2 + x^2 - 2ax)^2 = 4a^2(x^2 + y^2). \quad (6)$$

В (6), левая часть выражает кинетическую энергию основного потока, правая часть — энергию вторичного течения вызванного циркуляцией лопасти. При рассмотрении действия всех сил на кавиту в месте ее сгущения, изменение энергии можем определить по теореме количества движения, согласно которой

$$\frac{d^2 p}{2g} + \frac{P}{\gamma} = 0. \quad (7)$$

Иначе говоря, кинетическая энергия потока в точке отрыва, где происходит сгущение кавиты, полностью преобразовывается в статическую. Кавиты, заключенные внутри жидкости, двигаются под действием трех сил: их увлекает поток, тормозят трение у стенки и перепад давления. В точке, где эти силы уравновешиваются, кавита останавливается. В уравнении (7) действие тормозящей силы не учтено. Скорость вблизи точки отрыва весьма мала и она изменяется настолько медленно, что в уравнении пограничного слоя (6) мы можем пренебречь производной $\frac{d^2 p}{dx^2}$.

Первый член уравнения (7), определяющий динамическое давление потока, как вектор направлен в сторону движения. Второй член этого уравнения, определяющий статическое давление в текущей жидкости, показывает давление между отдельными линиями тока и направлен перпендикулярно линии тока. Таким образом, в момент отрыва кавиты от контура лопасти на кавиту будут действовать: полное давление, направленное в сторону движения и статическое давление направленное перпендикулярно движению кавиты.

Если по оси y отложить величину полного давления, а по оси x величину статического давления в текущей жидкости, будем иметь

$$y = \frac{v^2}{2g} + \frac{P}{\gamma} \text{ и } x = \frac{P}{\gamma}.$$

Подставляя значения x и y в уравнение (6), по которой двигается кавита в момент отрыва, получим:

$$\left[\left(\frac{v^2}{2g} \right)^2 + 2 \frac{P}{\gamma} \left(\frac{v^2}{2g} + \frac{P}{\gamma} \right) - 2 a \frac{P}{\gamma} \right]^2 = 4 a^2 \left(\frac{P}{\gamma} \right)^2. \quad (8)$$

Подставив граничное значение полного давления из уравнения (7) в уравнение (8) получим:

$$\left(\frac{v^2}{2g} \right)^2 = 4 a \frac{P}{\gamma}. \quad (9)$$

где a — расстояние от выходной кромки до места отрыва кавиты.

Подставляя в уравнение (9) значение $\frac{P}{\gamma}$ из уравнения (4) будет иметь вид

$$\frac{v^2}{2g} = 32 \pi a^3 \quad (10)$$

Полученная зависимость довольно хорошо подтверждает наличие разных канавок кавитационных разрушений для разных открытий направляющего аппарата. Анализ износа рабочего колеса [1] показывает, что число канавок кавитационных разрушений совпадает с числом открытий направляющего аппарата. Исходя из этого было сделано допущение, что расстояние кавитационных разрушений от выходной кромки лопасти с изменением скорости текущей жидкости, при изменении открытия направляющего аппарата, тоже меняется. Формула (10) дает зависимость скорости движения кавиты, в момент отрыва ее от поверхности лопасти, от расстояния точки отрыва до выходной кромки лопасти. При этом, чем меньше расстояние от места отрыва кавиты до выходной кромки тем меньше скорость, при которой возможен отрыв кавиты от контура.

Застойная зона характеризуется относительно малой скоростью движения частиц жидкости. Поэтому скорость при которой кавита может отрываться от контура лопасти является важной предпосылкой для возникновения отрывной кавитации. Формула (10) показывает, что отрыв кавиты происходит при сравнительно малой скорости.

Необходимо отметить, что эта скорость с увеличением расстояния от выходной кромки до точки отрыва, при которой отрывается кавита, возрастает. Это можно объяснить, с одной стороны, нарастанием пограничного слоя с увеличением угла атаки, с другой стороны, ростом циркуляции. Практически отрыв кавиты от выходной кромки будет происходить при незначительной скорости течения. Сле-

довательно, если имеется условие отрыва потока от контура лопасти, разрушение поверхности, вызванное отрывом кавиты, будет происходить при самых незначительных скоростях. Поэтому, условие безотрывного обтекания жидкости является важным фактором в борьбе с кавитационными разрушениями в гидротурбинах.

Таким образом при наличии отрыва потока от контура лопасти, скорость текущей жидкости, при которой происходит отрыв кавиты, зависит от расстояния отсчитанного от места отрыва потока до выходной кромки лопасти.

Так, например, для разных значений a будем иметь:

при $a = 0,2$ м, $v = 4$ м/сек;

при $a = 0,1$ м, $v = 1,41$ м/сек;

при $a = 0,02$ м, $v = 0,13$ м/сек.

Таким образом отрыв кавиты при отрывном обтекании лопасти будет происходить при весьма незначительной скорости. Это значит, что выходная кромка турбины будет интенсивно разрушаться при всех режимах ее эксплуатации.

Если теперь в уравнении (9) подставить значение $\frac{v^2}{2g}$ из уравнения (4) получим следующее выражение для определения разности статистического давления в движущейся жидкости и давления в области отрыва:

$$\frac{P}{\gamma} = 64 \pi^2 a^5$$

откуда

$$P = 64 a^5.$$

Здесь P выражено в кг/см², a в метрах.

Так например при $a = 0,2$ м, $P = 0,02$ кг/см². Следовательно кавита отрывается при незначительной разности сил давления. Сила необходимая для отрыва кавиты от контура лопасти зависит от расстояния от выходной кромки до точки отрыва. Чем дальше точка отрыва кавиты от выходной кромки, тем большая разность давления нужна для отрыва кавиты от контура лопасти. Следовательно, наличие отрыва потока от лопасти является предпосылкой для разрушения поверхности лопасти при весьма незначительном статическом давлении на кавиту. Это разрушение может наступить при очень малой скорости течения в застойной зоне, если не обеспечено безотрывное обтекание. Таким образом, наличие отрывного течения создает условие для кавитационного разрушения даже при незначительной скорости течения и статическом давлении в текущей жидкости. Резюмируя изложенное, надо отметить следующее.

Кавитационное разрушение в рабочем колесе гидротурбины является следствием отрыва струй от поверхности проточной части, по-

этому состояние этой поверхности играет весьма существенную роль в развитии кавитации. Наличие малейшей неровности на поверхности проточной части рабочего колеса может привести к местному отрыву потока, что и может служить обстоятельством, способствующим возникновению кавитации. Это обстоятельство предъявляет весьма высокое требование к качеству обработки поверхности каналов рабочего колеса.

Отрывную кавитацию можно уменьшить утонением пограничного слоя. Этого можно достигнуть, например, устройством щели в рабочем колесе гидротурбины со стороны повышенного давления.

НИИКС СНХ Армянской ССР

Поступило 9.V.1962г.

Ա. Ս. ԱՎԵՏԻՍՈՎ

ԿԱՎԻՏԱՅԻ ՇԱՐԻՔԱՆ ՀԵՏԱԴԻՄՈՐ ԸՆԴՀԱՏՎՈՂ ՇՐՋԱՀԱՍՏԱՆ ԿԵՊԲՈՒՄ

Ա. մ փ ո փ ո մ

Հղկանյութային և կապիտացիոն մաշվածքների վերլուծությունից պրոշվում է կապիտացիոն բալբայումների տեղամասը՝ որպես կանդառածության պոտի, որտեղ բալբայում են մաշումների դժերը, իսկ այդ կանդառածության պոտի առջևում մշակումների դժերը ցույց են տալիս հեղուկի ընդհատվող հոսքի ներկայությունը: Մաշվածքների դժերը, որոնք սկսվում են փոսիկներից առաջ բանվորական անիվի անվահեցի վրա՝ թիակի կցվանքի դժի մոտ վերին անվահեցի նկատմամբ, ուղղված են հոսանքին հակառակ: Դրանցից հետո մաշվածքների դժերը ծովելով հետևում են հոսանքին՝ կազմելով կանդառածության պոտի հոսանքի սահմանագիծ:

Պոկման կետի ետևում, ընդհատվող շրջահոսման մասին պոտություն ունեցող պատկերացումների համաձայն, մասնիկները արագությունների ուղղությունները (որոնք շարժվում են անմիջականորեն մոտիկ մարմնի կոնտուրին) ուղղված են հիմնական հոսքին հակառակ. միայն սրանով կարելի է բացատրել մաշվածքների դժերի յուրահատուկ կորությունը բանվորական անիվի վերին անվահեցի մակերևույթի վրա:

Տեսական ճանապարհով ստացված բունաձևը ցույց է տալիս, որ կապիտացի պոկումը տեղի է ունենում համեմատաբար փոքր արագությամբ: Սա հատկապես է, քանի որ կանդառածության պոտին, որտեղ կապիտացիոն խտանում են միջև պոկումը, բնորոշվում է հեղուկ մասնիկների փոքր արագությամբ: Ստացվել է նաև բանաձև, որի օգնությամբ որոշվում են այն ուժերի մեծությունները, որոնք հարկավոր են կապիտացի պոկելու համար: Ինչպես սպասվում էր, կապիտացի պոկվում է ճնշման աննշան տարրերությունից:

Ստացված բանաձևերը ցույց են տալիս, որ թիակի մակերևույթի քայքայումը, որը տեղի է ունենում կապիտացի պոկումից, կարող է առաջ գալ կանդառածության պոտում՝ հոսքի փոքր արագության ղեկավարում, եթե ապահովված չէ շրջահոսումը՝ առանց պոկումների:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Аветисян С. С. Износы, как следы линий тока в каналах рабочего колеса гидротурбины. „Известия АН Армянской ССР“. № 5. 1955.
2. Вознесенский И. И. Уравнение гидродинамики и конструкция водяных турбин. Труды ЛПИИ № 2. 1948.
3. Dally I. W. Cavitation Characteristics and Infinite-Ration Characteristics of a Hydrofoil section. Transactions of the ASME № 3. 1949.
4. Жуковский Н. Е. Избранные произведения т. т. I, II. 1948.
5. Knapp R. T. Cavitation mechanics and its Relation of the Design of Hydraulic Equipment „The Institution of Mechanical Engineers“ № 2. 1952.
6. Лойцянский Л. Г. Аэродинамика пограничного слоя. М., 1941.
7. Шальнев К. К. Структура и область кавитации. „Известия АН. СССР“, № 5. 1954.
8. Шальнев К. К. Кавитация щитовых пазов. „Известия АН СССР“, № 2. 1962.
9. Козырев С. П. Кавитация в гидрообразном потоке и кавитационно абразивное изнашивание. „Известия АН СССР“, № 2. 1962.
10. Тер-Акопян Г. Д. Суперкавитирующие гидротурбины. „Известия АН Армянской ССР“ (сер. Т. Н.), т. XIV, № 4. 1961.

Ш. А. ШАХБАЗЯН

К МЕТОДИКЕ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ СТОХАСТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ ГИДРОЛОГИЧЕСКИХ РЯДОВ В ИССЛЕДОВАНИИ МНОГОЛЕТНИХ КОЛЕБАНИЙ СТОКА

Наблюдения за режимом стока показывают, что многоводные и маловодные годы наступают по несколько лет подряд, но какая-либо определенная закономерность не прослеживается.

Наряду с этим надо отметить, что существующие приемы статистического исследования вопроса носят приближенный характер. При этом, поскольку оценивается вероятность ожидаемой водности, но не время наступления этого явления, выводы водохозяйственных расчетов представляются в форме оценки ожидаемой повторяемости маловодных и многоводных периодов без указания календарного срока наступления каждого из них [1]. Тенденция к группированию много- и маловодных лет впервые была замечена А. А. Ефимовичем [2], который установил наличие коррелятивной связи между величинами стоков смежных лет. Это обстоятельство позволяет рассматривать речной сток как последовательность конечного числа взаимосвязанных элементарных стохастических явлений. Математически, годовые колебания стока могут рассматриваться как простой процесс Маркова с дискретным временем и бесконечным числом состояний, постоянных в пределах каждого промежутка времени и меняющихся скачками при переходе от одного промежутка к другому [2].

В статье автора на примере р. Аракс рассматривается вопрос использования теоретических рядов в оценке группирования лет различной водности и учета этого обстоятельства при установлении репрезентативного периода.

Следуя Г. Г. Сканидзе [4, 5], применившего в гидрологических и водохозяйственных расчетах метод случайных испытаний, или метод Монте-Карло для построения искусственных теоретических рядов любой продолжительности, для р. Аракс (у с. Каракала) получен ряд годовых расходов продолжительностью 150 лет. Моделирование теоретического гидрологического ряда произведено без учета и с учетом коррелятивных связей между стоками смежных лет. В задаче считается известным закон распределения вероятностей годовых расходов воды Q , как некоторой случайной величины. В рассматриваемом случае считается известной кривая обеспеченности Q , построенная по ме-

году Фостера-Рыбкина. Далее, из таблицы случайных чисел Дж. Вильямса в определенной закономерности (кроме первичного числа, которое берется произвольно) выписываются числа, принимаемые за обеспеченности в ‰ [5]. По обеспеченностям, взятым по оси абсцисс, определяются соответствующие значения ординат кривой обеспеченности, построенной для исходного ряда. Таким образом из 150 модульных коэффициентов после умножения их на норму стока ($Q = 87,0^* \text{ м}^3/\text{сек}$) получается новый 150-летний ряд расходов, для которого определяются аналогичные параметры и строится кривая обеспеченности. Полученные для этого ряда значения параметров: $Q = 87,7 \text{ м}^3/\text{сек}$, $C_r = 0,25$, достаточно близки к соответствующим значениям исходного ряда, продолжительность которого вместе с восстановленными по кривой связи с p . Ахурян годами, составляет 32 года. Для p . Аракс, сток которой рассмотрен в естественном состоянии с учетом отъемов воды выше с. Каракала, $Q = 87 \text{ м}^3/\text{сек}$, $C_r = 0,22$. Наблюденные и расчетные данные представлены в табл. 1. Кривые обеспеченности, построенные для теоретического и наблюдаемого рядов, хорошо совпадают между собой, и это совпадение будет тем лучше, чем надежнее таблица случайных чисел и чем длиннее теоретический ряд (рис. 1).

Учет корреляции смежных лет производится с помощью переходной функции, которая выражает условную вероятность определения K_{t+1} при известном значении K_t . Для сравнения теоретического ряда, построенного с учетом корреляции смежных лет, с наблюдаемым был определен коэффициент корреляции теоретического ряда, который оказался равным 0,23 (у теоретического ряда, построенного без учета корреляции, $r = 0,074$,



Рис. 1. Кривые обеспеченности наблюдаемого (1) и моделированного (2) рядов p . Аракс у с. Каракала.

см. табл. 1). Другие параметры этого ряда имеют следующие значения: $Q = 87 \text{ м}^3/\text{сек}$, $C_r = 0,23$, $K_{0.9} = 1,0$ (табл. 1).

Как видно из таблицы, теоретический гидрологический ряд, построенный по методу случайных испытаний с учетом корреляции смежных лет, по своим параметрам значительно ближе к исходному ряду, чем ряд, построенный без учета корреляции.

При решении ряда водохозяйственных задач оказывается необходимым установить расчетный календарный (репрезентативный) ряд годовых величин стока, который при небольшой продолжительности

* Норма стока p . Аракс несколько ниже истинной величины, вследствие отсутствия данных по водосборам, производимым со стороны Турции, начиная с 1955.

достаточно полно и правильно отражает характер многолетних колебаний стока. Репрезентативный ряд выбирается из имеющегося ряда наблюдений, представленного в виде суммарной кривой отклонений от середины годовых модульных коэффициентов [6, 7]. На рис. 2 и 3 показаны интегральные кривые отклонений от середины для наблюдаемого и теоретических рядов с учетом корреляции между смежными годами и без учета ее.

Выбранный период можно считать репрезентативным в отношении нормы стока, если среднее значение модульного коэффициента за этот период $K_{ср}$ приближается к 1. Это получается в случае, когда

$$\sum_{i=1}^{j+m-1} (K_i - 1) = 0,$$

где j — тот год в рассматриваемом ряде лет, с которого начинается репрезентативный период. Графически равенство среднего стока за принятый расчетный период нормы выражается горизонтальной прямой, соединяющей на суммарной кривой отклонений от середины модульных коэффициентов начало и конец данного периода.



Рис. 2. Интегральная кривая отклонений годовых модульных коэффициентов р. Аракс у с. Каракала.



Рис. 3. Интегральные кривые отклонений от середины модульных коэффициентов случайных величин. 1—теоретический ряд без учета корреляции смежных лет. 2—теоретический ряд с учетом корреляции смежных лет.

В отличие от прежних проработок, когда репрезентативный период выбирался в зависимости от нормы стока, коэффициента вариации и наличия в этом отрезке наихудшего сочетания маловодных

Таблица 1

Таблица характеристик наблюдаемого, репрезентативного и теоретических рядов р. Аракс у с. Каракала

Гидрологические ряды	Число лет n	Среднее значение $K_{ср}$	Q $м^3/сек$	Коэффициент вариации C_v	Коэффициент корреляции r
Наблюдаемый ряд . . .	32	1,0	87,0	0,22	0,23
Репрезентативный ряд .	11	1,02	89,2	0,20	0,25
Теоретический ряд без учета корреляции	10	1,01	87,7	0,25	0,074
Теоретический ряд с учетом корреляции .	150	1,0	87,0	0,23	0,23

лет [8]. в данной работе учитывалась также и корреляция смежных лет.

По построенной для р. Аракс интегральной кривой за 32-летний период наблюдений (рис. 2) был выбран репрезентативный ряд. При этом, исходя из нормы стока и коэффициента вариации, таких рядов оказалось 4 (табл. 2), из которых только один ряд (1941—1951 гг.) оказался репрезентативным также и в отношении характера колебаний, т. е. содержащим в себе наилучшее сочетание маловодных лет, в данном случае 5-летнее затяжное маловодье. Кроме того, коэффициент корреляции смежных лет для этого ряда оказался достаточно высоким (0,25), что свидетельствует о наличии в выбранном ряду затяжного периода, в данном случае маловодного.

Таблица 2

Норма стока и коэффициенты вариации четырех рядов

Период	Q $м^3/сек$	$K_{ср}$	r	C_v	n
1929—1939	86,6	0,99	0,04	0,19	11
1941—1951	89,2	1,01	0,25	0,20	11
1942—1955	88,4	0,99	0,08	0,21	14
1946—1954	86,4	0,98	0,11	0,18	9

Как видно из табл. 2, у выбранного ряда норма стока несколько выше (89,2 $м^3/сек$), чем у наблюдаемого и прочих репрезентативных рядов, а коэффициент вариации ниже ($C_v = 0,20$). Тем не менее по совокупности показателей этот 11-летний ряд оказался наиболее репрезентативным (рис. 2).

С целью оценки репрезентативности короткого периода по критерию продолжительности маловодий и многоводий, рассмотрены группировки многоводных, маловодных и средних лет различной продолжительности для наблюдаемого ряда, для указанных двух вариантов моделированного ряда и для выбранного репрезентативного ряда. На данной стадии расчета условно за маловодные годы приняты годы с относительной водностью менее 0,95, за многоводные — более 1,05. По-видимому, в дальнейшем придется делить годы по группам водности, исходя из обеспеченности и заданного уровня водопотребления.

Рассмотрение продолжительности многоводных периодов и частоты их повторяемости [9] показало, что наиболее продолжительный многоводный период, насчитывающий 6 лет—у наблюдаемого ряда (табл. 3). У репрезентативного ряда продолжительность многоводья составляет 4 года, а у моделированных рядов эти же четырехлетки повторяются по 2 раза.

Таблица 3

Распределение групп величин годового стока р. Аракс у с. Каракала

Длительность групп лет	Маловодные годы		Многоводные годы		Средние годы	
	повторяемость	в долях от суммы маловодных лет	повторяемость	в долях от суммы многоводных лет	повторяемость	в долях от суммы средних лет
Наблюдаемый ряд						
1	3	0,23	4	0,33	3	0,60
2	1	0,08	1	0,08	1	0,20
3	1	0,08	0	0	0	0
4	0	0	0	0	0	0
5	1	0,08	0	0	0	0
6	0	0	1	0,08	0	0
Репрезентативный ряд						
1	1	0,17	1	0,20	0	0
2	0	0	0	0	0	0
3	0	0	0	0	0	0
4	0	0	1	0,20	0	0
5	1	0,17	0	0	0	0
Теоретический ряд без учета корреляции смежных лет						
1	23	0,35	20	0,27	20	0,71
2	6	0,09	7	0,13	2	0,07
3	6	0,09	4	0,07	0	0
4	2	0,03	2	0,04	1	0,04
5	1	0,01	0	0	0	0
Теоретический ряд с учетом корреляции смежных лет						
1	18	0,28	13	0,21	15	0,65
2	7	0,09	8	0,13	4	0,17
3	6	0,11	8	0,13	0	0
4	1	0,02	2	0,03	0	0
5	2	0,03	0	0	0	0

При рассмотрении сочетания маловодных лет оказалось, что у всех рядов наибольшая продолжительность маловодных периодов составляет 5 лет, причем у теоретического ряда с учетом корреляции смежных лет маловодный пятилетний период повторяется 2 раза в то время, как у прочих рядов пятилетние периоды маловодья встречается по 1 разу (табл. 3). Однако, водность пятилетнего маловодья от среднемноголетней величины для каждого ряда различна. А именно, для наблюдаемого периода водность за пятилетнее маловодье составляет

88% от среднесноголетней величины за этот же период. В принятом 11-летнем периоде модульный коэффициент затяжного маловодья составляет 0,85. Для теоретических рядов с учетом и без учета корреляции между стоками смежных лет водности за пятилетнее маловодье

Таблица 1

Интегральное распределение по группам маловодных лет для различных рядов

Длительность группы лет	Наблюденный ряд		Репрезентативный ряд		Теоретический ряд без учета корреляции		Теоретический ряд с учетом корреляции	
	постоярность	в долях от суммы маловодных лет	постоярность	в долях от суммы маловодных лет	постоярность	в долях от суммы маловодных лет	постоярность	в долях от суммы маловодных лет
1	3	0,23	1	0,17	23	0,35	18	0,28
2	5	0,31	1	0,17	35	0,44	32	0,37
3	8	0,39	1	0,17	53	0,53	50	0,48
4	8	0,39	1	0,17	61	0,56	54	0,50
5	13	0,47	6	0,34	66	0,57	61	0,53
6	13	0,47	—	—	—	—	—	—

соответственно равны 89% и 87%. Таким образом выбранный репрезентативный период имеет некоторый запас (требует несколько большей относительной емкости для зарегулирования маловодья). В табл. 1 и на рис. 4 приводится интегральное распределение по группам маловодных лет для различных рядов. Разность ординат между группами лет показывает, какая часть от всех маловодных лет приходится на маловодье различной продолжительности.



Рис. 4. Интегральные кривые распределения групп маловодных лет. р. Аракс — с. Каракал.

Поскольку для удовлетворения требований водохозяйственного проектирования представляет интерес период маловодья наибольшей продолжительности (в данном случае пятилетие), то, рассмотрев ординаты пятилетки для различных рядов, можно заметить, что для этой группы лет наибольшая часть из всех маловодных лет приходится на 11-летний ряд (0,17), далее идет наблюдаемый ряд (0,08), а затем следуют теоретические ряды (0,01 и 0,03). Это объясняется тем, что репрезентативный ряд охватывает период, куда входит по одному маловодному (пятилетний) и многоводному циклу и еще 1 маловодный год, в то время как пятилетнее маловодье, встречающееся 2 раза в 32 года и тем более 1 раз в 150 лет, будет составлять значительно меньшую долю в общем числе маловодных лет. Таким образом, построение теоретического ряда методом стохастического моделирования дает возможность проверить, насколько правильно выбран

репрезентативный период и правомерность его использования в водохозяйственных расчетах. В статье изложены предварительные результаты исследований. Работы в этом направлении автором продолжаются. Автор выражает благодарность В. П. Андреянову и А. И. Заку за советы, учтенные ею при написании статьи.

Ե. Ա. ՇԱՀՐԱՋՅԱՆ

ՀԻԴՐՈԼՈԳԻԱԿԱՆ ՇԱՐՔՆԵՐԻ ՄՏՈՒԱՍՏԻԿ ՄՈԴԵԼԱՅՄԱՆ ՕԳՏԱԿՈՐԾՄԱՆ
ՄԵԹՈԴԻԿԱՅԻ ՇՈՒՐՋԸ ՀՈՍԹԻ ԲԱԶՄԱՄՅԱՍ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԻ
ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅԱՆ ՄԵՋ

Ա. մ փ ո փ ո ւ մ

Հոդվածում փորձ է արված զնահատել ջրատար և սակավաջուր տարիների համակցության և հերթադաշտության հավանականության եղանակը ցանկացած երկար տևողության շարքի օգնությամբ, որն ստացվում է պատահականությունների անկախ փորձերի մեթոդով (Սոնտե-Կաուլսի մեթոդ)։

Հիդրոլոգիական շարքի մոդելացումը կատարված է երկու դեպքի համար. կից տարիների հոսքերի միջև եղած կապը հաշվի առնելով և ստանց դրան։ Այն պարամետրերը, որոնք ստացվել են տեսական շարքի համար՝ ի նկատի ունենալով կից տարիների կոռելացիայի գործակիցը, ավելի լավ են համընկնում ուսումնասիրված շարքի համապատասխան պարամետրերի հետ, քան այն շարքի պարամետրերը, որի դեպքում կոռելացիան անտեսված է։

Շարքը երկարացնելու հնա միասին բնորոշված է 11-ամյա հաշվարկային ռեկրեգենտատիվ ժամանակաշրջան։ Դա կատարվել է բստ Վ. Գ. Անդրեյանովի առաջարկած եղանակի՝ տարեկան մոդելային գործակիցների միջին արժեքից շեղումների խնդիրը կորի օգնությամբ՝ ելնելով հոսքի նորմայի (Q), վարիացիայի գործակցի (C_v) և կից տարիների կոռելացիայի գործակցի (r) սակավաջուր տարիների մոնեմատ գուցորգման դեպքում։

Հոսքի բազմամյա տատանումների հարցի քննարկման համար դիտվել են ջրառատ ($K > 1.5$ հոսքով տարիներ), սակավաջուր ($K < 0.5$ հոսքով տարիներ) և միջին ($0.5 < K < 1.05$) տարրեր տևողությամբ տարիների խմբավորումներ և ստացվել է հավանական զնահատական։ Սակավաջուր ժամանակաշրջանների ամենահերկար տևողությունը, որը կարևոր նշանակություն ունի ջրատեսության հաշվարկներում, բոլոր շարքերի համար կազմում է 5 տարի։

Այսպիսով, ստոխաստիկ մոդելացման եղանակով կառուցված տեսական շարքը հնարավորություն է տալիս ստուգել, թե ինչքանով ճիշտ է բնորոշված ռեկրեգենտատիվ շարքը և նրա օդապարծման հնարավորությունները ջրատեսական հաշվարկներում։

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Крицкий С. Н. и Менкель М. Ф. Гидрологические основы речной гидротехники. М., -Л., Изд-во АН СССР, 1950.
2. Ефимович Л. А. Вопросы водохозяйственных расчетов в гидрологии. М., -Л., 1936.
3. Крицкий С. Н. и Менкель М. Ф. Расчет многолетнего регулирования речного стока с учетом коррелятивной связи между стоком смежных лет. Тр. III Всесоюзного гидрологического съезда, т. VI, Гидрометеоиздат, 1959.

4. Сванидзе Г. Г. Моделирование теоретического гидрологического ряда методом Монте-Карло. Сообщение АН ГрузССР, т. XXVI, № 5, 1961.
5. Сванидзе Г. Г. Методика стохастического моделирования гидрологических рядов и некоторые вопросы многолетнего регулирования речного стока. Тр. Института энергетики АН ГрузССР, т. XIV, 1961.
6. Андреев В. Г. Гидрологические расчеты при проектировании малых и средних гидроэлектростанций. Гидрометеониздат. Л., 1957.
7. Андреев В. Г. Циклические колебания годового стока и их учет при гидрологических расчетах. Тр. ГГИ вып. 68, 1959.
8. Шахбазян Ш. А. Установление многолетней изменчивости стока некоторых рек Кавказа. Результаты комплексных исследований по Севанской проблеме. т. 1. Изд-во АН АрмССР, Ереван, 1961.
9. Шарашкина Н. С. Исследование изменчивости годовых величин речного стока применительно к задачам гидроэнергетики. Проблемы гидроэнергетики и регулирования речного стока. Изд-во АН СССР, М., 1960.

СТРОИТЕЛЬНЫЕ КОНСТРУКЦИИ

Л. В. ШАХСУВАРЯН, Ж. В. ЗАХАРЯН

ПРОЧНОСТЬ И ДЕФОРМАТИВНОСТЬ ОДНОСЛОЙНОЙ
КЛАДКИ ИЗ ТУФОВЫХ КАМНЕЙ ПРАВИЛЬНОЙ ФОРМЫ

В статье приведены результаты исследования прочностных и деформационных характеристик однослойной кладки из туфовых камней правильной формы, изготовленной горизонтальным способом, при осевом сжатии.

В опытных образцах были применены туфовые камни правильной формы Маяковского месторождения и карьера близ села Амо Шаумянского района. Была принята следующая технология изготовления опытных образцов кладки. Предварительно смоченные водой камни укладывались на горизонтальную гладкую площадку. Для получения постоянной толщины швов 15 мм между рядами камней устанавливалась рейка, которая после укладки камней данного ряда удалялась. После укладки всех камней, с целью предотвращения утечки раствора с четырех сторон образца устанавливались деревянные щиты, высотой равной толщине образца (20 см). Швы заливались литым раствором (погружение стандартного конуса СтройЦНИЛа 13—14 см). Через несколько минут после заливки швов щиты удалялись и готовый образец оставлялся для вызревания. Установку образца в вертикальное положение производили в зависимости от марки раствора в возрасте от 3 до 7 дней*.

Вместе с опытными образцами кладки были изготовлены контрольные образцы раствора в виде кубиков с размерами ребер по 7 см и посмерки. Контрольные образцы раствора и образцы кладки вызревали в одинаковых условиях и испытывались одновременно. Были изготовлены две серии образцов кладки. Испытание первой серии образцов преследовало цель выявить преимущество метода изготовления кладки в горизонтальном положении по сравнению с вертикальным. Поэтому в эту серию испытания были включены также образцы кладки, осуществленной в вертикальном положении с применением пластичного раствора в горизонтальных швах и заливкой вертикальных швов литым раствором. Марка раствора во всех образцах первой

* Опыты показали, что при изготовлении образца в горизонтальном положении на поддоне его можно поднять и установить вертикально через сутки, в случае применения раствора марки не ниже 50.

Таблица 1

Характеристики образцов		Первая серия образцов						Вторая серия образцов					
		1 группа		2 группа		3 группа		1 группа		2 группа		3 группа	
		Б—12	Б—13	Б—18	Б—19	Б—20	Б—21	С—1	С—2	С—3	С—4	С—5	С—6
Состав раствора по весу (цемент: известь: песок)		1:0,45:8						1:0,85:11		1:0,4:7,5		1:0,17:4,8	
Консистенция (осадка конуса в см)		14				В гориз. швах 9 см, в вертикальных 11 см		14					
Прочность раствора кг/см ²	пластичного	38,0		43,7		34,6		32,4		54,3		80,5	
	литого	36,0		28,6		27,0		28,6		34,9		56,9	
Примененный камень		Туф Маяковского месторождения средней прочностью 150 кг/см ² (67 ÷ 215 кг/см ²)						Туф карьера Шаумянского района средней прочностью 170 кг/см ² (143 ÷ 228 кг/см ²)					
Размеры поперечного сечения, см		18,5	18,5	17,5	18,5	18,5	18,5	17,5	18,2	18,5	19,0	17,5	19,0
		120	120	121	121	121	116	120,0	120,0	120,0	120,5	120,0	120,0
Высота образцов см		180	180	181	180	181	180	144	145	143	142	142	142

серии была принята одинаковая. Испытанием второй серии образцов кладки предусматривалось выявить влияние марки раствора на прочностные и деформационные характеристики кладки, изготовленной горизонтальным способом. Эта серия содержала три группы образцов кладки с маркой раствора соответственно 25, 50 и 75. В табл. 1 приведены характеристики образцов кладок первой и второй серий.

Методика испытания. Опытные образцы обеих серий были испытаны на центральное сжатие. Образцы первой серии, имеющие относительно большие размеры, были испытаны на силовом стенде АИСМа с помощью 200-тонного гидравлического домкрата (рис. 1), а образцы второй серии — на 200-тонном гидравлическом прессе. Образцы нагружались ступенями, составляющими 0,1–0,15 от разрушающей нагрузки. Для стабилизации деформаций и взятия отсчетов по приборам каждая ступень нагрузки выдерживалась 2–3 мин. Нагружение производилось до появления в кладке первых заметных трещин, после чего приборы удалялись и образец доводился до разрушения (рис. 2).

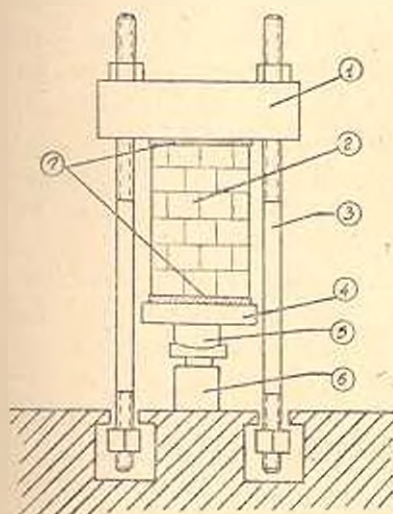


Рис. 1. Схема испытания образца кладки на силовом стенде. 1—траперс; 2—образец; 3—стойки; 4—опорная плита; 5—сферический шарнир; 6—гидравлический домкрат; 7—алебастровые подушки.



Рис. 2. Образец кладки Б-18 после испытания.

В процессе испытания образцов кладки измерялись продольные деформации с помощью мессур с точностью 0,01 мм, устанавливаемых с двух сторон образца. База измерения деформаций для образцов первой серии — 100 см, а второй серии — 50 см. Поперечные деформации образцов измерялись в двух местах мессурами с точностью 0,02 мм на базе 15 см. Измерение поперечных деформаций дало сомнительные результаты, поэтому эти данные в статье не приводятся.

Величина предела прочности кладки на сжатие определялась с учетом влияния продольного изгиба, так как отношение высоты об-

разна к меньшей стороне поперечного сечения в опытах составляла 9—10. Предел прочности кладки на сжатие вычислялся по формуле [1]:

$$R = \frac{N}{F} \left(1 + \frac{\beta_{\text{пр}}^2}{750} \right), \quad (1)$$

где R — предел прочности кладки в кг/см²,

F — площадь поперечного сечения образца в см²,

$\beta_{\text{пр}}$ — приведенная гибкость, зависящая от высоты l_0 и a — минимального поперечного размера кладки, а также от упругой характеристики α и определяется следующей формулой

$$\beta_{\text{пр}} = \frac{l_0}{a} \sqrt{\frac{1000}{\alpha}}.$$

Результаты испытаний образцов кладки обеих серий на центральное сжатие представлены в табл. 2.

Прочностные характеристики. Прочность кладки в сильной мере зависит от качества растворяемых швов, в особенности горизонтальных, неравномерность заполнения которых влечет за собой работу отдельных камней на изгиб и срез, что значительно снижает прочность кладки. Кроме этого сцепление раствора с камнем в горизонтальных швах сильно сказывается при работе на сдвиг и изгиб, что имеет существенное значение при сейсмических воздействиях. Приведенным выше требованиям сравнительно лучше отвечает кладка, выполненная в горизонтальном положении.

Многочисленными опытами доказано, что прочность кладки, возведенной из естественных вулканических туфов на литом растворе, сравнительно выше прочности подобных кладок на растворах пластичной консистенции [2, 3]. В образцах кладки, возведенных в горизонтальном положении, т. е. в случае, когда все швы при изготовлении имеют вертикальное положение и заполняются литым раствором эта разница сказывается более существенно [4]. В такой кладке контакты камней и швов получаются более прочными, так как литой раствор заполняя шов, находится в одинаковых условиях по отношению к камням обоих смежных рядов в смысле бокового давления, адсорбции, условий отдачи воды и т. д. В дальнейшем, в процессе вырезания, который, кстати, также проходит в идентичных для обоих контактов условиях, создаются благоприятные условия для получения равнопрочного шва в отношении обоих контактов. Обращаясь к данным табл. 2, замечаем, что для первой и второй группы первой серии образцов, т. е. для образцов изготовленных горизонтальным способом, значения предельной прочности по отношению к образцам, изготовленным в вертикальном положении, выше на 30—55%.

У образцов, изготовленных в горизонтальном положении, помимо повышения предела прочности, как показывают данные табл. 2, повышается также предел трещинообразования. Эксперименты показывают, что первые заметные трещины появляются в среднем при на-

Таблица 2

Характеристики образцов		Первая серия образцов						Вторая серия образцов					
		1 группа		2 группа		3 группа		1 группа		2 группа		3 группа	
		Б—12	Б—13	Б—18	Б—19	Б—20	Б—21	С—1	С—2	С—3	С—4	С—5	С—6
Упругая характеристика α		2360	2300	1580	1530	1400	1140	570	680	732	654	1023	700
Приведенная гибкость $\beta_{пр}$		6,3	6,4	8,3	8,0	8,3	9,1	11	9,7	9,0	9,3	8,1	9,0
Нагрузка при первой трещине $N_{тр}, м$		73,5	93,1	93,1	98,0	49,0	68,6	65,5	47,8	71,8	56,7	66,4	96,6
Разрушающая нагрузка $N_{раз}, м$		102,9	100,4	117,6	120,0	68,6	83,3	69,6	74,0	87,0	92,0	82,2	106,7
$N_{тр}/N_{раз}$	Отдельных образцов	0,72	0,88	0,79	0,81	0,72	0,82	0,73	0,65	0,82	0,62	0,81	0,91
	Среднее для группы образцов	0,8		0,8		0,77		0,69		0,72		0,86	
Площадь поперечного сечения $F, см^2$		2120	2120	2120	2240	2240	2150	1050	1070	1050	1090	1030	1120
Предел прочности кладки $R, кг/см^2$	Для отдельных образцов	50,6	49,3	60,3	58,0	33,2	43,0	99,0	77,8	92,0	93,7	87,0	106,0
	Среднее для группы	50,0		59,1		38,1		88,4		93,0		96,5	
Способ изготовления кладки		Горизонтальный				Вертикальный		Горизонтальный					

пряжениях, составляющих 0,8 от разрушающих напряжений, что несколько выше, чем у образцов, изготовленных вертикально. Результаты испытаний второй серии образцов показали, что увеличение прочности раствора повышает предел прочности кладки. Однако, повышение прочности кладки сильно отстает от роста прочности раствора. Так, увеличение прочности раствора примерно в 2,5 раза повысило прочность кладки лишь на 9%, что видно из табл. 3.

Таблица 3

Отношение прочности раствора по группам второй серии	$\frac{R_2 (2)}{R_2 (1)} = 1,67$	$\frac{R_2 (3)}{R_2 (2)} = 1,48$	$\frac{R_2 (3)}{R_2 (1)} = 2,48$
Отношение пределов прочности кладок по группам второй серии	$\frac{R (2)}{R (1)} = 1,66$	$\frac{R (3)}{R (2)} = 1,04$	$\frac{R (3)}{R (1)} = 1,09$

Учитывая то, что образцы второй серии отличались между собой только маркой раствора, можно прийти к выводу, что для однослойной кладки, изготовленной в горизонтальном положении, повышение марки раствора от 25 до 75 несущественно увеличивает предел прочности кладки. Определенный интерес представляет сравнение фактического предела прочности кладок первой и второй серий, полученного непосредственно из опытов, с нормативным пределом прочности. Для каменных кладок нормативный предел прочности рассчитывается по формуле, предложенной Л. И. Онищиком:

$$R'' = AR_1 \left(1 - \frac{a}{b + \frac{R_2}{R_1}} \right) \quad (2)$$

где R'' — нормативное сопротивление кладки на сжатие, в кг/см^2 ;
 R_1 , R_2 — соответственно пределы прочности камня и раствора на сжатие, в кг/см^2

$$A = \frac{100 + R_1}{100m + nR_1}$$

В соответствии [5] $a = 0,15$, $b = 0,3$, $m = 1,1$, $n = 2,5$.

В табл. 4 результаты расчета полученные по формуле (2) сопоставлены с экспериментальными данными авторов.

Из табл. 4 видно, что фактический предел прочности превышает нормативный. У образцов второй серии это повышение составляет в среднем 60%. Некоторую роль здесь, конечно, играет масштабный фактор и форма поперечного сечения. В нашем случае учесть эти факторы по способу, предложенному Л. И. Онищиком, не представляется возможным, так как для кладки из камней правильной формы нет принятого эталонного образца [6].

Формула Л. И. Онищика для кирпичной кладки имеет вид:

$$R' = 0,8 R_0 + \frac{2P}{\mu} R_0 \quad (3)$$

Таблица 4

Образцы кладки	Б-12,13	Б-18,19	С-1,2	С-3,4	С-5,6
R'	150		170		
R_2	38,0	43,7	32,4	51,3	80,5
Фактический предел прочности кладки	50,0	59,1	88,4	93,0	96,5
R'' по формуле (2)	50,1	51,2	53,6	58,5	62,0
$R_{\text{н}}/R''$	1,0	1,15	1,65	1,59	1,55

где R_0 — прочность кладки эталонного образца сечением 40×10 см, в кг/см²;

R' — прочность кладки образца заданных размеров и форм, в кг/см²;

F — площадь поперечного сечения образца, в см²;

P — учитываемый периметр (за вычетом сторон входящих углов), в см.

Анализируя формулу (3) можно заметить, что для образцов имеющих удлиненную форму в плане (стены, а не столбы), предел прочности получается выше по отношению к образцам кладки с эталонным сечением. Поэтому можно предполагать, что некоторая доля повышения предела прочности образцов кладки второй серии объясняется удлиненной формой поперечного сечения.

Деформационные характеристики. Испытание образцов кладок первой серии на центральное сжатие показало, что при одинаковых напряжениях продольные деформации образцов, изготовленных в горизонтальном положении, меньше деформаций образцов изготовленных в вертикальном положении (рис. 3). Это положение сохраняется, но в

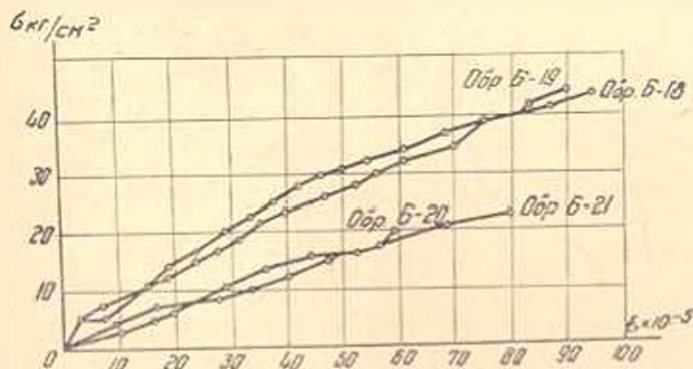


Рис. 3. Продольные относительные деформации первой серии образцов Б-18, Б-19, Б-20 и Б-21.

несколько меньшей мере также при сравнении деформации при одинаковых относительных напряжениях. Так, например, при напряжении

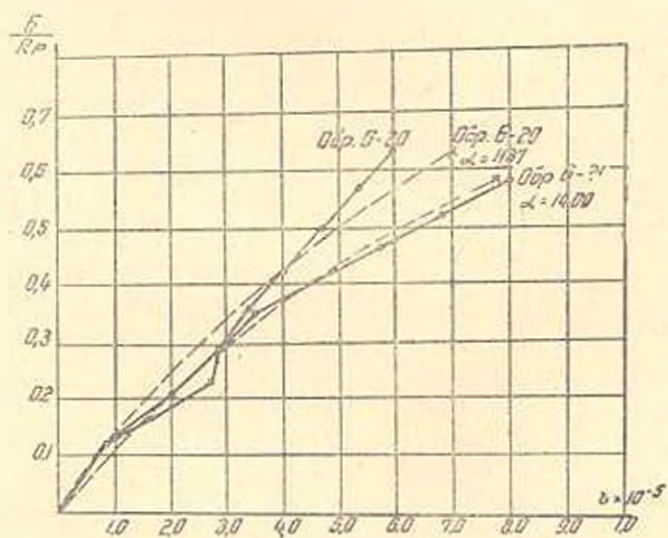
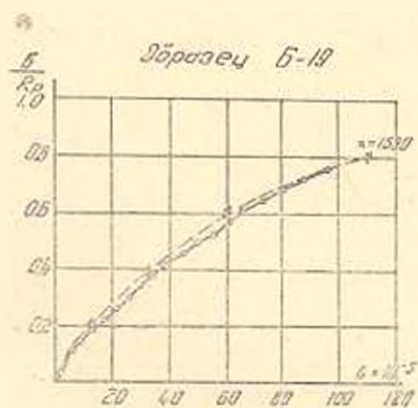
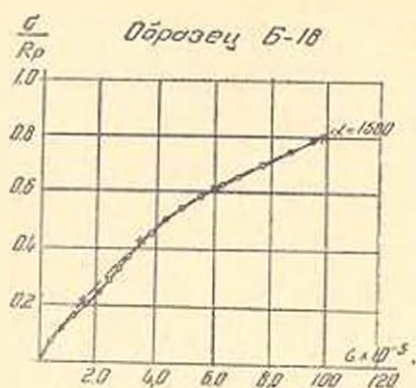


Рис. 4. Кривые зависимости продольных относительных деформаций и относительных напряжений.

$\frac{\sigma}{R_{\text{раз}}} = 0.5$ продольные относительные деформации образцов Б—18, Б—19 $\epsilon_{\text{пр}} = 44 \times 10^{-5}$, а образцов Б—20, Б—21 $\epsilon_{\text{пр}} = 54 \times 10^{-5}$ (рис. 4).

На рис. 4 штрих линией представлены относительные продольные деформации образцов второй серии. При построении этих кривых была использована известная формула

$$\epsilon = -\frac{R'}{E_0} \ln \left(1 - \frac{\sigma}{R'} \right) = -\frac{R^u}{E_0} \ln \left(1 - \frac{\sigma}{R^u} \right). \quad (4)$$

Применительно к нашему случаю в (4) было принято $R' = R^u$. Приведенные на рис. 4 кривые для образцов Б—18, Б—19 свидетельствуют об удовлетворительном совпадении теоретических и экспериментальных данных. Однако использованный в формуле (4) $R' = R^u$ нужно считать частным случаем, так как в некоторых других опытах, поставленных на кладках из туфовых камней правильной формы, совпадение получается при $R' = (1.0-2.5) R^u$.

На основе результатов испытания образцов второй серии построены кривые зависимости $\epsilon = \epsilon(\sigma)$ (рис. 5). Эти кривые показывают, что с повышением прочности кладки ее деформативность понижается. Интересно, что в случае когда напряжения в кладке не превышают $1/3 R_{\text{раз}}$ продольные деформации у всех образцов второй серии независимо от марки раствора почти одинаковые. При дальнейшем увеличении напряжений деформации образца уменьшаются с увеличением предела прочности раствора (рис. 5).

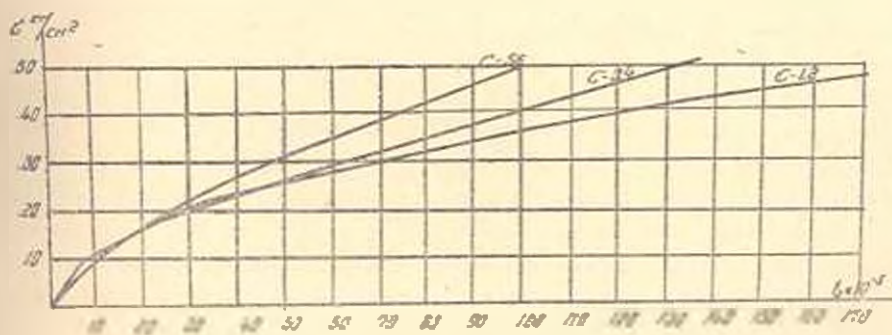


Рис. 5. Продольные относительные деформации второй серии образцов С—1.2; С—3.4; С—5.6.

Проведенные опыты позволяют сделать следующие выводы.

1. Прочностные показатели однослойной кладки из туфовых камней правильной формы, изготовленной горизонтальным способом, ниже по сравнению с такой же кладкой, изготовленной в вертикальном положении в среднем на 35—40%.

2. Предел прочности кладки, изготовленной горизонтальным способом превышает нормативный на 30—35%. При пределе прочности

камня 150—170 кг/см² и марке раствора 50, предел прочности такой кладки получается не ниже 65 кг/см².

3. Повышение марки раствора на одну ступень для марок растворов 25, 50, 75 увеличивает прочность кладки, изготовленной горизонтальным способом на 5% и уменьшает ее деформативность в среднем на 18%.

4. Относительные продольные деформации однослойной кладки, изготовленной горизонтальным способом, по сравнению с такой кладкой, изготовленной вертикальным способом при всех прочих и равных условиях меньше на 25—30%.

Армавирский НИИ стройматериалов и сооружений

Госстроя Армянской ССР

Поступило 15.II 1962

Լ. Վ. ՇԱԽՍՈՒՐՅԱՆ, Ջ. Վ. ՉԱԽԱՐՅԱՆ

ԿԱՆՈՆԱՎՈՐ ՁԵՎԻ ՏՈՒՖԱԲԱՐԵՐԻՅ ԻՐԱՏԱԿ ՈՐԱՄԱԾԷՐ ԱՄՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ԵՎ ԴԵՖՈՐՄԱՑԻՈՆ ՀԱՏՎՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա Մ Փ Ո Ւ Ն Ո Ւ Մ

Հորիզոնում նկարագրված է կանոնավոր ձևի տուֆաքարերից հորիզոնական եզանակով իրականացված միատակ որմածրի տեխնոլոգիան, բերված է նրա ամրության և զեֆորմացիոն հատկությունների վերաբերյալ փորձերից ստացված տվյալները: Գույց է տրված, որ հորիզոնական եզանակով իրականացված միատակ տուֆաորմածրի ամրությունը համեմատած ուղղածից եզանակով իրականացված նման որմածրի հետ միջին հաշվով 35—40%-ով ավելի բարձր է: Հորիզոնական եզանակով իրականացված միատակ տուֆաորմածրի ամրությունը պերագանցում է նորմատիվ տվյալներին 30—35%-ի շափով: Փորձերը ցույց են տվել, որ տուֆաքարի 150—170 կգ/սմ² ամրության և 50 մարկայի ամրության շաղախի դեպքում հորիզոնական ձևով իրականացված միատակ որմածրի ամրությունը ստացվում է ոչ պակաս քան 65 կգ/սմ²: Հորիզոնական որմածրի մեջ օգտագործվող շաղախի մարկայի բարձրացումը մեկ աստիճանով 25, 50 և 75 մարկայի շաղախների դեպքում որմածրի ամրությունը բարձրացնում է 5%-ով, իսկ զեֆորմատիվությունը պակասեցնում է միջին հաշվով 18%-ով:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Поляков С. В., Фалевич Б. И. Каменные конструкции. М., 1960.
2. Степанян В. А. Нормальное сцепление раствора с камнем. Ереван, 1950.
3. Мамиджаниян А. М. Об одном способе кладки из пористых блоков. ДАН Армянской ССР, т. XII, вып. 2, 1950.
4. Шахсуварян Л. В. Новый метод изготовления составных крупных блоков. Известия АН Армянской ССР (серия ТН) вып. 6, т. XI, 1958.
5. Нормы и техничеккие условия проектирования каменных и армокаменных конструкций (ННТУ 120—55). М., 1955.
6. Исследования по каменным конструкциям, под ред. Л. И. Овсика. М., 1957.

Ի ՈՎ ԱՆ Կ Ե Ա Կ ՈՒ Ի Յ ՈՒ Ն

Ինժեներական սեյսմոլոգիա

- Է. Մ. Խաչիյան. Պատասխաններն աշտարակային թրանսպարենտ ուժեղ երկրաշարժերի ավերիկացումների հիման վրա (Հաղորդում 2) 3

Կիրառական մեխանիկա

- Ա. Մ. Մխիթարյան. Սեանա լեռնափայտի շրջանների մասին և ծածկույթի շինարարական իրական թաղիման միջոցով նրանց հաշվման մի թանի արդյունքներ (Հաղորդում 1) 13

Էլեկտրական երգեսիկա

- Վ. Ս. Խաչատրյան. Էլեկտրական ցանցերում ավերիկ հաշարային կոչուստի միջնամի որոշումը 33

Հիդրոսիտնիկա

- Հ. Գ. Պետրոսյան. Մախի կալիտացիոն էքզիզիա 17
Ս. Ս. Ավետիսով. Կալիտացի շարժման հետազոտումը ընդհանուր շրջանում և հատուկ 21

Հիպոլոգիա

- Դ. Ա. Շահբազյան. Հիդրոլոգիական շարժերի առաջնությունը մոդելացման պատգարծման մեթոդիկայի շուրջը՝ հոսքի թաղմամբ առանձինների հետազոտումայան մեջ 39

Շինարարական կոնստրուկցիաներ

- Է. Վ. Համբուկարյան. Մ. Վ. Զաքարյան. Կանոնավոր ձևի աւթաբարերից միասակ որմածրի աճրային և դեֆորմացիոն հատկություններ 67

СОДЕРЖАНИЕ

Стр.

Инженерная сейсмология

- Э. Е. Хачиян.* Расчет сооружений на сейсмостойкость по акселерограммам сильных землетрясений (Сообщение 2) 3

Прикладная метеорология

- А. М. Мхитарян.* О бризах в бассейне озера Севан и некоторые результаты их расчета по фактическому распределению температуры подстилающей поверхности (Сообщение 1) 15

Электротехника

- В. С. Хичатрян.* Минимизация потерь активной мощности в электрических сетях 33

Гидротехника

- Л. Г. Петросян.* Кавитационный кризис расхода 43
С. С. Аветисов. Траектория движения капиллы при отрывном обтекании 51

Гидрология

- Ш. А. Шахбазян.* К методике использования стохастического моделирования гидрологических рядов в исследовании многолетних колебаний стока 59

Строительные конструкции

- Л. В. Шахсуварян, Ж. В. Захарян.* Прочность и деформативность однослойной кладки из туфовых камней правильной формы 67

