

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ
ՏԵԴԵԿԱԳԻՐ ИЗВЕСТИЯ
АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ՏԵԽՆԻԿԱԿԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՍԵՐԻԱ.
СЕРИЯ ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК

ԽՐԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՂՈՒԹԱՆ

Աղոնց Հ. Տ. (պատ. խմբագրի տեղակալ), Անանյան Ա. Կ.,
Գառնապետյան Ա. Մ., Նղիսազարյան Ի. Վ., Կասյան Ռ. Վ., Խոսրով-
բերդյան Վ. Ռ., Նազարով Ա. Գ. (պատ. խմբագիր), Սիմո-
նով Մ. Զ., Փինաջյան Վ. Վ. (պատ. լարտողագիր):

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

Адонц Г. Т. (зам. отв. редактора), Ананян А. К., Гаспа-
рян А. М., Егиазаров И. В., Косьян М. В., Назаров А. Г.
(отв. редактор), Пиниомян В. В. (отв. секретарь), Симо-
нов М. З., Худавердян В. М.

СТРОИТЕЛЬНАЯ МЕХАНИКА

А. Г. НАЗАРОВ

О МЕХАНИЧЕСКОМ ПОДОБИИ ТВЕРДЫХ ТЕЛ И ЕГО ПРИМЕНЕНИИ К ИССЛЕДОВАНИЮ СТРОИТЕЛЬНЫХ КОНСТРУКЦИЙ И СЕЙСМОСТОЙКОСТИ СООРУЖЕНИЙ

Сообщение 4

В статье приводятся некоторые дополнительные данные к сообщению 3 [1а].

1. Распространение механических возмущений в подобных телах

Рассмотрим простейший случай, когда подобные тела A и A' упруги, однородны и изотропны. Пусть в какой-либо точке b тела A был дан импульс. В результате из точки b распространяются во все стороны волновые возмущения в виде продольных и поперечных волн. Скорости распространения волн, продольных a_1 и поперечных a_2 , как известно, определяются формулами

$$a_1 = \sqrt{\frac{E}{\rho}}, \quad a_2 = \sqrt{\frac{G}{\rho}} \quad (1)$$

Через некоторые промежутки времени Δt_1 и Δt_2 продольная и поперечная волны из точки b достигнут точки c [рис. 1а].

Если расстояние между точками b и c обозначить через l , то соответственно получим

$$\Delta t_1 = \frac{l}{a_1}, \quad \Delta t_2 = \frac{l}{a_2} \quad (2)$$

Рассмотрим теперь тело A' со сходственными точками b' и c' [рис. 1б].

Расстояние между этими точками есть

$$l' = \alpha l.$$

Скорости продольных и поперечных волн для этого случая соответственно равны [1а]:

$$a'_1 = \sqrt{\frac{E'}{\rho'}} = a_1 \sqrt{\frac{\beta}{\gamma \delta}}, \quad a'_2 = \sqrt{\frac{G'}{\rho'}} = a_2 \sqrt{\frac{\beta}{\gamma \delta}} \quad (3)$$

Сходственные отрезки времен Δt_1 и Δt_2 , по истечении которых продольные и поперечные волны перенесут возмущение из точки b' в точку c' , равны:

$$\Delta t_1 = \frac{r}{a_1} = \gamma \sqrt{\frac{\gamma \beta}{\beta}} = \xi \Delta t_2, \quad (4)$$

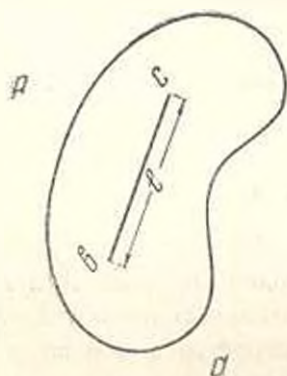
$$\Delta t_2 = \xi \Delta t_1.$$

Как и следовало ожидать, времена пробегов волновых возмущений на сходственных отрезках $\overline{bc}$ и $\overline{b'c'}$ тел A и A' подчиняются масштабу времен.

Условия (4) сохраняются для общего случая подобия тел A и A' , причем при деформациях за пределами упругости должны быть

подобраны величины импульсов, обеспечивающие динамическое подобие в соответствии со следствием 11 теоремы 4 [16].

Скорость распространения волновых возмущений и скорость перемещения частиц хотя и имеют одинаковые размерности, но обладают различ-



Фиг. 1а, б.

ными множителями подобия. Множитель подобия для скорости распространения волновых возмущений равен на основании (3), а также теоремы 4 [15]

$$\frac{a_1}{a_2} = \frac{a_2}{a_1} = \gamma \sqrt{\frac{\beta}{\gamma \beta}} = \frac{\alpha}{\xi}, \quad (5)$$

а множитель подобия для скоростей частиц тел A и A' на основании следствия 5 теоремы 4 равен

$$\frac{dw'}{dt'} : \frac{dw}{dt} = \frac{\alpha \gamma}{\xi} \quad (6)$$

Из сопоставления (5) и (6) следует, что для скоростей частиц и скоростей распространения сейсмических волн множители подобия могут быть одинаковыми лишь при $\gamma = 1$. Здесь мы имеем новый пример того, что различные физические величины, имеющие одинаковую размерность, могут обладать различными величинами множителей подобия. Вновь наглядно проступает ограниченность средств анализа размерностей, на что неоднократно указывал М. В. Кирпичев. В силу того, что скорости a_1 и a_2 распространения волновых

возмущений и скорости перемещения частиц $\frac{dw}{dt}$ имеют одинаковую размерность, отвлеченные отношения $M_1 = \frac{dw}{dt} : a_1$ и $M_2 = \frac{dw}{dt} : a_2$ (числа Маха) должны быть, по требованию анализа размерностей, одинаковыми для тел A и A' для обеспечения подобия их состояний при динамических процессах. Выше же было установлено что различие в величинах чисел Маха не может послужить препятствием для обеспечения подобия*.

Для иллюстрации сказанного рассмотрим конкретный пример. Уравнение для описания распространения продольных колебаний в упругом бруске A с постоянным поперечным сечением выражается следующим образом:

$$\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} = a_1^2 \frac{\partial^2 w}{\partial x^2}, \quad (7)$$

где по-прежнему

$$a_1^2 = \frac{E}{\rho}.$$

Для бруска A' соответственно имеем:

$$\frac{\partial^2 w'}{\partial t'^2} = a_1'^2 \frac{\partial^2 w'}{\partial x'^2}, \quad a_1'^2 = \frac{E'}{\rho'}. \quad (8)$$

Имея в виду, что

$$\frac{\partial^2 w'}{\partial t'^2} = \frac{\alpha \gamma}{\xi^2} \frac{\partial^2 w}{\partial t^2}, \quad \frac{\partial^2 w'}{\partial x'^2} = \frac{\alpha \gamma}{\alpha^2} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2}, \quad (9)$$

$$a_1'^2 = \frac{\beta}{\gamma \delta} a_1^2.$$

установим из (8) уже известное нам условие подобия в отношении масштаба времен

$$\xi = \alpha \sqrt{\frac{\delta \gamma}{\beta}}. \quad (10)$$

При упруго-пластических деформациях величина a_1^2 становится переменной, подчиняющейся различным закономерностям в зависимости от того загружается стержень в заданном поперечном сечении или, наоборот, разгружается.

Известно, что при этом возникают волны разгрузки (Рахматуллин Х. А. [2, 3]). Нетрудно иллюстрировать, что условия динамического подобия тел A и A' обеспечиваются при различных числах Маха и в этом случае.

* Здесь мы не исследуем случай, когда числа Маха близки к 1 или больше 1, так как они выходят за пределы наших интересов.

2. Развитие трещин в подобных телах при динамических процессах

В следствии 2 к теореме 4 [1в] было указано, что динамическое подобие тел A и A' сохраняется и в стадии трещинообразования. Остановимся подробнее на этом вопросе. В процессе развития и раскрытия трещин условия теоремы 4 не накладывают никаких ограничений на условия теоремы 3, так как дополнительно действующие силы инерции ничем не отличаются от объемных сил теоремы 3 [1б]. Поэтому остается рассмотреть случай замыкания трещин в процессе колебаний, так как при этом возможны соударения берегов трещин с некоторой конечной скоростью. Для сохранения условий подобия необходимо, на основании следствия 12 теоремы 4 [1в], чтобы относительная скорость $\bar{v}$ соударения берегов трещин тела A и относительная скорость $\bar{v}'$ соударения берегов трещин тела A' подчинялись условию

$$\bar{v}' = \frac{\alpha_1}{\xi} \bar{v}. \quad (11)$$

Легко проверить, что это условие выполняется. Действительно, согласно теореме 3, ширины раскрытия трещин Δl и $\Delta l'$ тел A и A' подчиняются условию

$$\Delta l' = \alpha_1 \Delta l.$$

Скорость изменения ширины трещины и является относительной скоростью перемещения берегов трещины.

Следовательно

$$\frac{d\Delta l'}{dt'} = \bar{v}' \quad \text{и} \quad \frac{d\Delta l}{dt} = \bar{v}.$$

Имея в виду, что $t' = \xi t$, мы непосредственно убеждаемся в справедливости (11).

Итак, действительно имеет место динамическое подобие, если удовлетворяются условия теоремы 3.

Здесь, конечно, мы исходили из той предпосылки, что механическое подобие тел A и A' удовлетворяется до мельчайших подробностей, чего на практике трудно достичь. $\square$

Возможно, что при некоторых силовых состояниях, даже при незначительном различии в подобии тел A и A' , будет иметь место значительное различие в расположении и в ширинах раскрытия трещин, не говоря уже о том, что какой-либо случайно отколовшийся кусок в зоне трещины может заклинить и исказить картину распределения сил и деформаций. Все же сторона вопроса, заключающаяся в том, что принципиально возможно осуществлять динамическое подобие в стадии трещинообразования, крайне важна. Она показывает, что при строгом соблюдении условий подобия тел A и A' подобие их состоя-

ний может быть выдержано и что при соблюдении определенных предосторожностей при моделировании мы сможем получить некоторую или даже достаточно достоверную информацию о поведении патуры по данным динамического испытания модели до стадии разрушения. Эта возможность особенно ценна для изучения поведения каменных зданий при землетрясениях путем испытания их моделей.

3. Частные случаи динамического подобия

1) *Случай простого подобия.* Простое подобие характеризуется условиями $\beta = \gamma = \alpha = \delta = 1$ [1a]. Это означает, что в сходственных точках тел A и A' механические свойства материала подобных тел совпадают.

В этом случае, на основании приведенных в сообщениях 1, 2 и 3 теорем и следствий из них следует, что в сходственных точках тел A и A' имеют место:

- 1) для деформаций $\varepsilon' = \varepsilon$;
- 2) для распределенных сил и напряжений $\sigma' = \sigma$;
- 3) для упругих постоянных $E' = E$, $G' = G$, $\nu' = \nu$;
- 4) для сосредоточенных сил $P' = \alpha^2 P$;
- 5) для объемных сил $K' = \frac{1}{\alpha} K$;
- 6) для времен $t' = \alpha t$;
- 7) для перемещений $w' = \alpha w$;
- 8) для раскрытия трещины $\Delta l' = \alpha \Delta l$;
- 9) для скоростей $\frac{dw'}{dt'} = \frac{dw}{dt}$;
- 10) для ускорений $\frac{d^2 w'}{dt'^2} = \frac{1}{\alpha} \frac{d^2 w}{dt^2}$.

Таковы основные соотношения между механическими величинами в случае простого подобия.

Условием, наиболее трудным для моделирования, является обратная пропорциональность объемных сил линейным размерам тел. Чем меньше размеры тела, тем больше должны быть объемные силы.

Учитывая, что плотности тел в сходственных точках одинаковы, следует, в частности, что для моделирования собственного веса модели A' ускорение силы тяжести должно быть в согласии с пунктом (10)

$$g' = \frac{1}{\alpha} g. \quad (12)$$

Если напряжениями от собственного веса можно пренебречь, то моделирование на основе простого подобия весьма просто. Необходимо лишь предъявлять повышенные требования к измерительной технике, так как перемещения для моделей будут меньше, чем для оригинала, в α раз.

Для измерения деформаций также должна быть более чувствительная аппаратура. Несмотря на то, что деформации в модели и оригинале одинаковы, точность тензометрических измерений для модели должна быть большей.

Действительно, в принципе базы тензомером l и l' для тел A и A' также должны подчиняться условию $l' = al$ для обеспечения получения относительных деформаций в одинаковой степени осреднения.

Если объемные силы, и основным силы тяжести, велики и ими пренебречь нельзя, то необходимо модели сообщить искусственным путем ускорения, в соответствии с условием (10). Для этой цели, в частности, используют центрифугу (4, 5).

Можно, однако, в некоторых случаях объемные силы заменить приближенно поверхностными силами путем пригрузки посредством тяжей, определенным путем заанпряженных. Например, для зданий такие компенсирующие усилия могут быть приложены к уровням междуэтажных перекрытий. Конструкция тяжей должна быть такова, чтобы не стеснять перемещения модели в требуемом направлении, то есть не накладывать в этом направлении дополнительных связей.

Уже начиная с двухэтажных зданий, такая замена должна приводить к удовлетворительным результатам. Известно, что при динамических расчетах зданий, без большого ущерба для точности, сплошную инерционную нагрузку заменяют сосредоточенными, приложенными в уровнях междуэтажных перекрытий.

2) *Случай равенства ускорений для подобных тел.* В связи с трудностями моделирования объемных сил интересно установить ту область расширенного подобия, при которой ускорения для тел A и A' сохраняются одинаковыми. В этом случае ускорения силы тяжести для модели и оригинала также остаются одинаковыми, что приводит к облегчению эксперимента.

Исходя из условия равенства ускорений для тел A и A' , получаем:

$$\frac{d^2\omega'}{dt'^2} : \frac{d^2\omega}{dt^2} = \frac{x_1}{x_2} = 1. \quad (12)$$

Следовательно, масштаб времен должен удовлетворять условию

$$\xi = \sqrt{x_1}. \quad (13)$$

Отсюда, на основании (10), должно иметь место

$$\beta = x_2^2. \quad (13)$$

Приведем сводку основных механических величин для тел A и A' при условии выполнения требования о равенстве ускорений для них:

1) для деформаций $\epsilon' = \epsilon$;

2) для распределенных сил и напряжений $\sigma' = x_2\sigma$;

- 3) для упругих постоянных $E' = \frac{\alpha^2}{\gamma} E$, $G' = \frac{\alpha^2}{\gamma} G$, $\nu' = \nu$;
- 4) для сосредоточенных сил $P' = \alpha^3 P$;
- 5) для объемных сил $K' = \delta K$;
- 6) для времен $t' = \xi t = \sqrt{\alpha \gamma} t$;
- 7) для перемещений $w' = \alpha \gamma w = \xi^2 w$;
- 8) для раскрытия трещин $\Delta l' = \alpha \gamma \Delta l = \xi^2 \Delta l$;
- 9) для скоростей $\frac{dw'}{dt'} = \xi \frac{dw}{dt}$;
- 10) для ускорений $\frac{d^2 w'}{dt'^2} = \frac{d^2 w}{dt^2}$ (по условию).

При больших деформациях и перемещениях γ следует принять равной единице.

В заключение следует указать, что в некоторых работах косвенно вводится множитель подобия γ (см., например, Гулиэр [6]). Отметим, что систематического исследования роли этого множителя, установления его связи с другими множителями подобия, определения механического подобия твердых деформируемых тел и основанных на этом формулировок расширенных условий подобия статических и динамических процессов, вплоть до стадии разрушения, мы не встречали в литературе.

Институт стройматериалов и сооружений
Министерства строительства Армянской ССР

Поступило 5 III 1958

Ա. Դ. ՆԱԶԱՐԱՆԻ

ՊԵՐՏԵՐԱԿԱՆԱՆԵՐԻ ՄԵԽԱՆԻԿԱԿԱՆ ՆՄԱՆՈՒԹՅԱՆ ԵՎ ՇՐՈՒՄԱՐԱՎԱԿԱՆ
ԿՈՆՍՏՐՈՒԿՑԻԱՆԵՐԻ ՈՒ ԿԱՌՈՒՅՎԱԾՔՆԵՐԻ ՍԵՅՍՄԱԿԱՅՈՒՆՈՒԹՅԱՆ
ՄԵՋ ՆՐԱ ԿԻՐԱՌՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Հոդվածը եզրույթուն է

Ա մ փ ո փ ո ւ մ

Հոդվածում բերված են հիմնական հոդվածները վերաբերող լրացուցիչ տվյալներ:

Նման մարմիններում մեխանիկական զրգոման տարածումը: Դիտվում է մի պարզ դեպք, երբ A և A' նման մարմինները առաձգական են, միատարր և իզոտրոպ: Առաջին մարմնի մի ուղիղ կետում իմպուլս է տրված: Նրանում առաջացող ընդերկախական և ընդլայնական ալիքների տարածման արագությունները կորոշվեն համապատասխանաբար (1) բանաձևով, հետևաբար և ալիքների մի կետից մինչև մյուս կետի անցման ժամանակամիջոցները կարողանալով (2) բանաձևով: Մյուս A' մարմնի նման կետից դուրս եկող ընդերկախական և ընդլայնական ալիքների արագությունը և զրանց անցման ժամանակը հեշտությամբ հաշվվում է ելնելով մարմինների նմանությունից: Ստացվում է, որ A և A' մարմիններին նման տեղա-

կտրենքում զրգուման ալիքի տարածման ժամանակամիջոցները ենթարկում են ժամանակի մասշտաբին:

Այս (1) պայմանը ուժի մեջ է մտնում նման մարմինների ամենաընդհանուր դեպքերի համար, միայն պայմանով, որ նրանց վրա ազդող իմպուլսների մեծությունը բնութեչիս նկատի առնվի դրանց զինամիկական նմանությունը:

Առածդական ձողի օրինակի վրա ցույց է տրված, որ Մախի թվի մեծությունների տարբեր լինելը չի կարող խանգարիչ պատճառ հանդիսանալ նմանություն պայմանը ապահովելու համար:

Ճաքելի վարդապետը նման մարմիններում զինամիկական պրոցեսների ժամանակ: Նախորդ աշխատանքում ցույց էր տրված, որ A և A' մարմինների համար զինամիկական նմանությունը պահպանվում է և վերջիններում ճաք տառաջանալու դեպքում: Չվերադառնալով նախորդ աշխատանքի 3 և 4 թևերինների կրկնողությունը, սլառեղ մանրամասն կանգ է առնված մարմնում սրվեն առաջացած ճաքի փակման կամ ճաքի երկու ափերի իրար հետ փոխհարվածման (որեւ վերջնական արագությունը) դեպքի պարզաբանման վրա: Ցույց է տրված, որ A մարմնի ճաքի ափերի փոխհարվածման հարաբերական արագության և A' մարմնի նման ճաքի ափերի փոխհարվածման հարաբերական արագության կապը արտահայտվում է (11) բանաձևով:

Դիցնամիկակ ոն նմանություն մասնակի դեպքեր: Դիտված է պարզ նմանության դեպքի համար ղեֆորմացիայի, լարվածության, արագության, արագացման, ժամանակի, ծավալային ուժերի և այլն մեխանիկական մեծությունների հիմնական հարաբերությունները: Կոնկրետ ցուցումներ են տույց քաշված փորձարկումների ժամանակ չափումների, որոշ դեպքերում ծավալային ուժերի մակերեսայինով փոխարինելու և ուրիշ պայմանների կապակցությամբ:

Այնուհետև դիտված է նման մարմինների համար արագացումների համապատասխան դեպքը, որտեղ ժամանակի մասշտաբը պետք է բավարարի (14) պայմանին, իսկ (10-ին) համապատասխան պետք է տեղի ունենա (15) համապատասխանությունը: Այստեղ նույնպես բերված է A և A' մարմինների հիմնական մեխանիկական մեծությունների ամփոփումը ելնելով A և A' մարմինների առաջ դրված արագացումների համապատասխան պայմանից:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Назаров А. Г. «Известия АН Армянской ССР» (серия техн. наук): а) т. X, № 5, 1957; б) т. X, № 6, 1957; и) т. XI, № 4, 1958.
2. Рахматулин Х. А. ПММ, т. IX, и. 1, 1945.
3. Рахматулин Х. А. и Шапиро Г. С. (обзорная статья). «Известия АН СССР» (отд. техн. наук), № 2, 1955.
4. Давиденков Н. Н. ЖГР, № 1, 1933.
5. Покровский Г. И. Центробежное моделирование. ОНТИ, 1935.
6. Handbook of Experimental stress Analysis, Edited by M. Heisley, sec. prin., New York, London, 1951, Appendix II.

ГИДРАВЛИКА

В. Н. ЖАМАГОРЦЯН

ЛАБОРАТОРНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ВОЛНЫ
ВДОЛЬ БОКОВОГО ВОДОСЛИВА

Настоящая статья освещает экспериментальную часть работы, являющуюся продолжением [1], в которой рассматривалось только теоретическое решение задачи.

Из экспериментальных исследований по данному вопросу известна только работа Джентилини [2]. Он получил интересные данные, исследуя профиль волны до и после бокового водослива. Регистрацию профиля волны он производил киностемкой. Опыты были произведены для разных длин бокового водослива, но для одного размера поперечного сечения потока.

В лаборатории Водно-энергетического института АН АрмССР были поставлены опыты для двух размеров поперечного сечения при разных длинах порога бокового водослива. Регистрации профиля волны производилась при помощи простой электрической схемы, состоящей из электродов, погруженных в воду и включаемых электрическую цепь, питающуюся аккумуляторной батареей [3].

Все данные измерений получались автоматической записью на осциллограф. Модельная установка представляла собой лоток прямоугольного сечения шириной $B = 50$ см, длиной 12,0 м, имеющий уклон дна 0,004. В средней части лотка был устроен боковой водослив, длину (L) которого по желанию можно было изменить от 0 до 4 м. Порог водослива всегда оставался параллельным дну. Лоток в конце был снабжен щитовым устройством, при помощи которого можно было внезапно остановить первоначальное движение воды. Щит приводился в движение вручную. Мерное устройство и устройство для подачи воды были размещены в начале лотка. Уровень свободной поверхности при первоначальном равномерном движении во всех опытах совпадал с гребнем. Таким образом, расстояние от дна до порога бокового водослива было равно глубине первоначального равномерного движения (H_0). В табл. I указаны основные геометрические и гидравлические данные модельной установки опытов Джентилини и автора.

Таблица 1

Опыты	Глубина H_0 см	Ширина B см	Кэффи- циент m	Длина по- рога боко- вого водос- лива, м	Расходы воды Q_0 л/сек				
Джентилини	15	50	0,47	1,0 2,0 3,0 4,0	10	15	20	25	30
Автора (I серия)	30	50	0,47	1,0 2,0 3,0 4,0	20	30	40	50	—
Автора (II серия)	15	25	0,352	0,8 1,2 1,6 2,0	6,05	8,15	10,45	12,8	14,65

Профиль порога бокового водослива при прямом расположении к потоку был отдельно испытан с целью определения коэффициента расхода m в формуле:

$$Q = mb\sqrt{2g} H^{3/2}.$$

Все опыты соответствуют внезапному полному прекращению, первоначального движения.

На рис. 1, как образец, показана часть осциллограммы. Левую сторону занимает тарировка электродов, произведенная в миле крат-

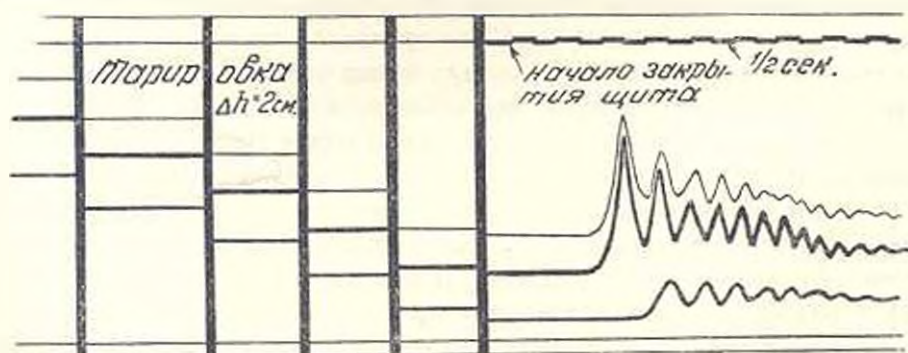


Рис. 1. Образец записи волны.

ковременной записи, после каждого погружения электродов на 2 см ($\Delta h = 2$ см). В правой части — запись волн (два электрода находились в начальном створе) и запись отметчика времени. Регистрация волн электродами, расположенными в одном поперечном створе, показывает, что пик одного и того же вала в различных точках по ширине створа проходит не совсем в одинаковые моменты времени, но эти различия во времени так малы, что практически первый и последующие валы остаются перпендикулярными к оси лотка или к гребню водослива. При движении волны вдоль бокового водослива валы по ши-

рине не разрушаются, и не нарушается их порядковое движение, которое имело бы место при отсутствии бокового водослива. Однако перпендикулярное к оси канала движение валов вовсе не означает, что влияние водослива по ширине лотка сказывается мгновенно. Хотя валы в плане остаются практически перпендикулярными к порогу, но по высоте они деформируются и по длине, и по ширине канала.

Например, для первой серии опытов при $Q_0 = 30 \text{ л/с}$ поперечный гидравлический уклон в начальном участке бокового водослива равнялся приблизительно 0,02.

Все это позволяет с введением некоторого коэффициента p , как корректива на немгновенное распространение изменения расхода от слива по ширине потока, рассматривать движение волны вдоль бокового водослива как одномерное [1].

Одной из величин, входящих в расчетные выражения для определения уменьшения высоты волны, является скорость распространения волны и ее изменение вдоль водосливного порога. Скорость распространения волны в данном сечении практически невозможно было определить ввиду ее непрерывной изменяемости вдоль порога бокового водослива. В опытах было определено только ее среднее значение на некотором отрезке, длина которого была 1,0 м и больше.

Регистрация электрическим методом времени пробега волны от одного до другого сечения, практически, дает точные результаты, так как такой способ не обладает инерционностью. Но ошибки могут быть визуальные, вызванные при определении среднего на отрезке ΔL значения скорости $C = \Delta L / \Delta t$. На осциллограмме Δt определяется по расстоянию между пиками первых валов. Но пики иногда, особенно для пологих валов, получаются не совсем характерными. Поэтому приходится зачастую для Δt брать расстояния между осями валов, что приводит хотя и к малой, но все же к некоторой ошибке. Ошибка уменьшится по мере увеличения ΔL . Например, для $\Delta L = 4,0 \text{ м}$ она не превосходила 2–5%.

При внезапной полной остановке движения возникшая обратная положительная волна будет распространяться со скоростью C_0 . Эта скорость, как было показано в [1], определяется по преобразованной формуле Сен-Венана:

$$\frac{C_0}{\sqrt{gH_0}} = \frac{1}{2} \left(1 - Fr + \sqrt{1 + Fr + Fr^2} \right), \quad (1)$$

где $Fr = \frac{V_0}{\sqrt{gH_0}}$ — число Фруда,

V_0 — скорость частиц при первоначальном установившемся движении.

Удовлетворительное совпадение точек $\frac{C_0}{\sqrt{gH_0}} = f(Fr)$ (рис. 2)

лишний раз подтверждает реальность применения формулы Сен-Венана в подобных случаях. Рис. 2 показывает незначительное изменение

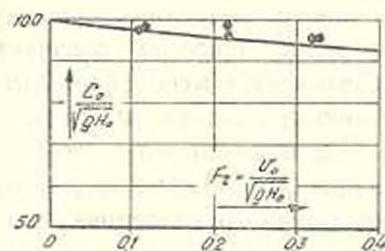


Рис. 2. Расчетные и опытные значения $\frac{C_0}{\sqrt{gH_0}}$ от числа Фруда.

$\frac{C_0}{\sqrt{gH_0}}$ от числа Фруда.

Волна, имея скорость C_0 , далее продолжает двигаться вдоль порога бокового водослива со скоростью $C_1 < C_0$ [1]. Рис. 3 показывает изменение расчетных и опытных (1 серия)

значений $\frac{C_1}{C_0}$ от относительной длины

порога $\frac{L}{B}$, при разных значениях Fr . Чем больше Fr (или первоначальный расход Q_0), тем больше изменяется $\frac{C_1}{C_0}$ вдоль порога, так как при этом, благодаря большому значению первоначальной высоты волны Z_0 , сливается больше воды через порог водослива. Вообще, изменение $\frac{C_1}{C_0}$ небольшое. В приведенных на рис. 3 данных оно не превосходит 18—20%.

Непрерывно накладывающиеся друг на друга отрицательные волны ничтожной высоты создавали совершенно плавное изменение профиля волны, благодаря чему, к сожалению, невозможно было произвести измерение их скорости (C_2).

По формуле [см. [1]]

$$\frac{C_{2cp}}{\sqrt{gH_0}} = \frac{1}{2} \left[1 - fr + \frac{1}{D-1} \left[R - A - \sqrt{3Fr/n} \frac{\sqrt{3Fr+R}}{(\sqrt{3Fr}+A)D} \right] \right] \quad (2)$$

для 1. II серии и для условий опытов Джентилини подсчитаны средние величины относительной скорости распространения обратной положительной волны $\frac{C_{2cp}}{\sqrt{gH_0}}$, при разных значениях относительной высоты волны до водослива $\frac{Z_0}{H_0}$ и относительной длины порога бокового во-

дослива $\frac{L}{B}$.

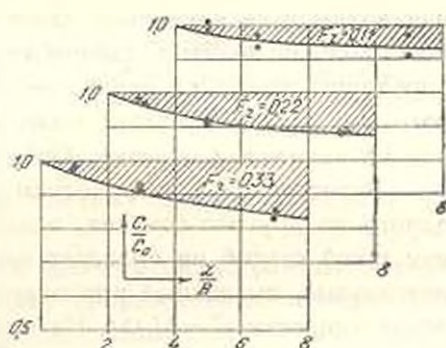


Рис. 3. Изменение $\frac{C_1}{C_0}$ вдоль $\frac{L}{B}$ при разных значениях Fr .

Аналогичный подсчет сделан для относительной средней скорости распространения отрицательной прямой волны $\frac{C_{2cp}}{\sqrt{gH_0}}$ по формуле:

$$\frac{C_{2cp}}{\sqrt{gH_0}} = \left(1 + \frac{Z_0}{2H_0D}\right) + \left(1 - \frac{1}{D}\right)Fr. \quad (3)$$

Результаты подсчетов для I и II серий опытов приведены на рис. 4 и

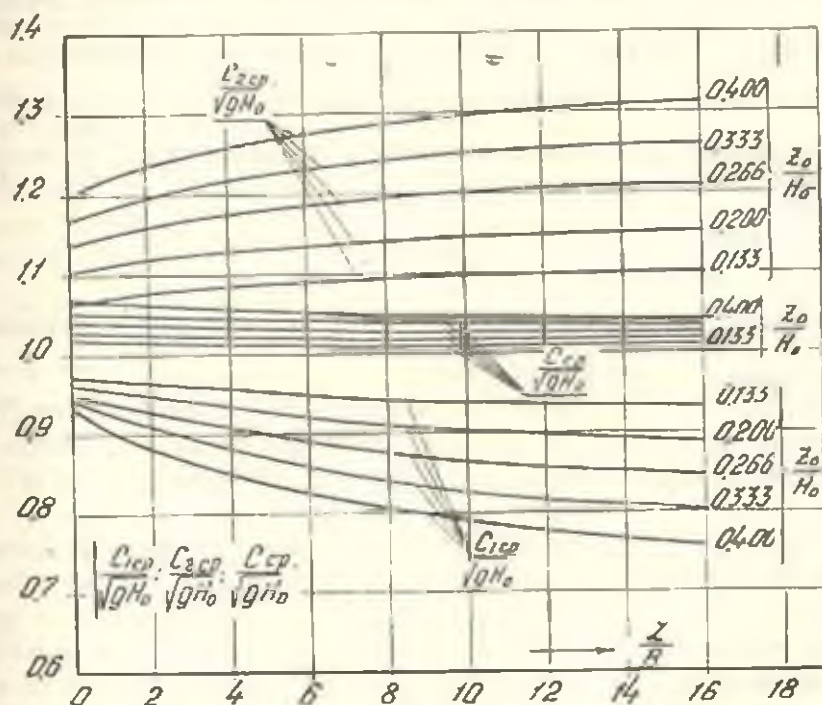


Рис. 4. Значения $\frac{C_{1cp}}{\sqrt{gH_0}}$, $\frac{C_{2cp}}{\sqrt{gH_0}}$ и $\frac{C_{cp}}{\sqrt{gH_0}}$ от $\frac{Z_0}{H_0}$ и $\frac{L}{B}$ для условий I и II серий опытов.

виде кривых зависимостей $\frac{C_{1cp}}{\sqrt{gH_0}}$ и $\frac{C_{2cp}}{\sqrt{gH_0}}$ от $\frac{Z_0}{H_0}$ и $\frac{L}{B}$. На том же рис. 4 в аналогичной форме представлены кривые их среднеарифметических значений $\frac{C_{cp}}{\sqrt{gH_0}}$. В этих подсчетах принято отношение

$\frac{\sigma}{\rho} = 1$. Приведенные кривые показывают, что если $\frac{C_{1cp}}{\sqrt{gH_0}}$ и $\frac{C_{2cp}}{\sqrt{gH_0}}$

вдоль $\frac{L}{B}$ изменяются до 20% своего начального значения,

то $\frac{C_{cp}}{\sqrt{gH_0}}$ изменяется весьма слабо, всего на несколько

процентов. Кроме того, на $\frac{C_{cp}}{\sqrt{gH_0}}$ мало оказывает влияния изменение $\frac{Z_0}{H_0}$. Такой результат получается потому, что законы изменения $\frac{C_{119}}{\sqrt{gH_0}}$ и $\frac{C_{229}}{\sqrt{gH_0}}$ от $\frac{L}{B}$ и $\frac{Z_0}{H_0}$ очень близки друг к другу и являются почти зеркальными изображениями. Причем при других, несколько отличных от единицы значениях $\frac{\sigma}{\rho}$ картина не меняется.

Эти данные показывают, что в практических подсчетах величину $\frac{C_{cp}}{\sqrt{gH_0}}$ можно принимать постоянной и независимой от $\frac{Z_0}{H_0}$ и $\frac{L}{B}$ и равной:

$$\frac{C_{cp}}{\sqrt{gH_0}} = 1. \quad (4)$$

Наибольшее отклонение значения $\frac{C_{cp}}{\sqrt{gH_0}}$ от единицы в приведенном примере (рис. 4) составляет 7–8%.

Аналогичный результат получается и для условий опытов Джентилини, которые здесь не приводятся, так как характер кривых тот же, кроме значения коэффициента расхода, который вместо $m = 0,47$ у Джентилини $m = 0,352$.

Для практики конечной целью расчета должно быть нахождение не средней высоты, а максимальной высоты волны Z_{max} после бокового водослива, так как после водослива высота остающихся валов превосходит среднюю высоту волны. Средней высотой волны называется та высота, по которой определяется объем волны [4]. Практически измерение этой высоты, благодаря наличию передовых валов (рис. 1), затруднительно, так как скорость распространения и объем волны на участке бокового водослива переменные. Поэтому его значение определялось графически по очертанию волны. Джентилини считает, что средняя высота первого вала равна одной четверти части суммы высот первого и второго максимума и удвоенной величины первого минимума. В наших расчетах она принималась равной полусумме высот первого максимума и первого минимума. Поэтому значение, определенное по Джентилини, получается несколько меньше наших.

Результаты наших опытов и опыта Джентилини показывают, что значения средней высоты волны до водослива всегда меньше полученного по расчету.

На рис. 5 сопоставлены расчетные и опытные значения (I, II серии и Джентилини) относительной высоты волны $\frac{Z_0}{H_0}$ до уменьшения в зависимости от числа Фруда. Из сопоставления следует, что опытная (пунктирная) линия проходит несколько ниже расчетной. Разность между

расчетными и опытными значениями пропорциональна абсолютной вели-

чине $\frac{Z_0}{H_0}$. Только пос-

ледние опытные две точки Джентилини нарушают это правило. По-видимому, данные Джентилини по этим двум точкам ошибочные, так как наши точки являются средними значениями большого количества опытных данных. Расхождение между опытными и расчетными значениями $\frac{Z_0}{H_0} < 10\%$, поэтому им

можно пренебречь, тем более, что в расчетах эта разница приводит к незначительному преувеличению высоты волны после водослива.

На рис. 5 горизонтальной линией отмечена зона обрушения волны $\frac{Z_0}{H_0} = 0,28$ (по определению Файра [5]). Хотя для первой серии

опытов значение $\frac{Z_0}{H_0}$ несколько выходит за пределы 0,28, при этом $Q_0 = 30$ л/с, обрушения не замечалось. Последнее случилось при $Q_0 > 33-35$ л/с.

Для сопоставления расчетных и опытных значений высоты волны после уменьшения боковым водосливом были произведены измерения высоты волны до и после водослива (I и II серия), а также используя данные опытов Джентилини. Среди опытов I и II серии имеются и повторные.

На рис. 6 в виде кривых представлены значения коэффициента уменьшения высоты волны K ($K = \frac{Z}{Z_0}$, где Z — средняя высота волны после бокового водослива) в зависимости от $\frac{Z_0}{H_0}$ и $\frac{L}{B}$, полученные по расчету. Расчеты произведены по формуле:

$$K = \frac{1}{\left(1 + \frac{\sigma \sqrt{2}}{4\rho} \frac{1}{C_{ср}} \frac{g Z_0 L}{B}\right)}, \quad (5)$$

в которой $C_{ср}$ определен по (2) и (3).

На том же рисунке приведены данные 46 опытов I серии 41 опыта II серии. Благодаря тому, что в I и II серии коэффициенты

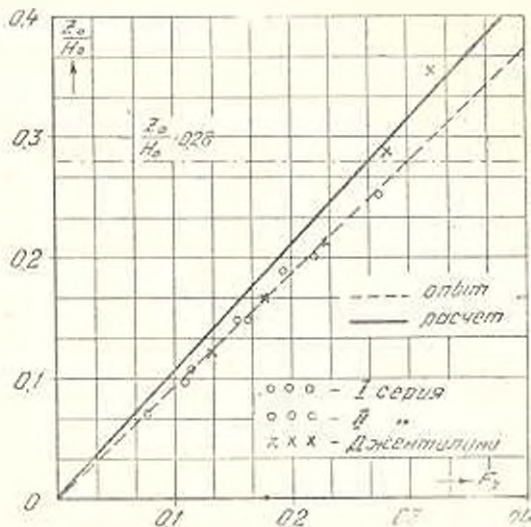


Рис. 5. Опытные и расчетные значения $\frac{L_0}{H_0}$ от Fr .

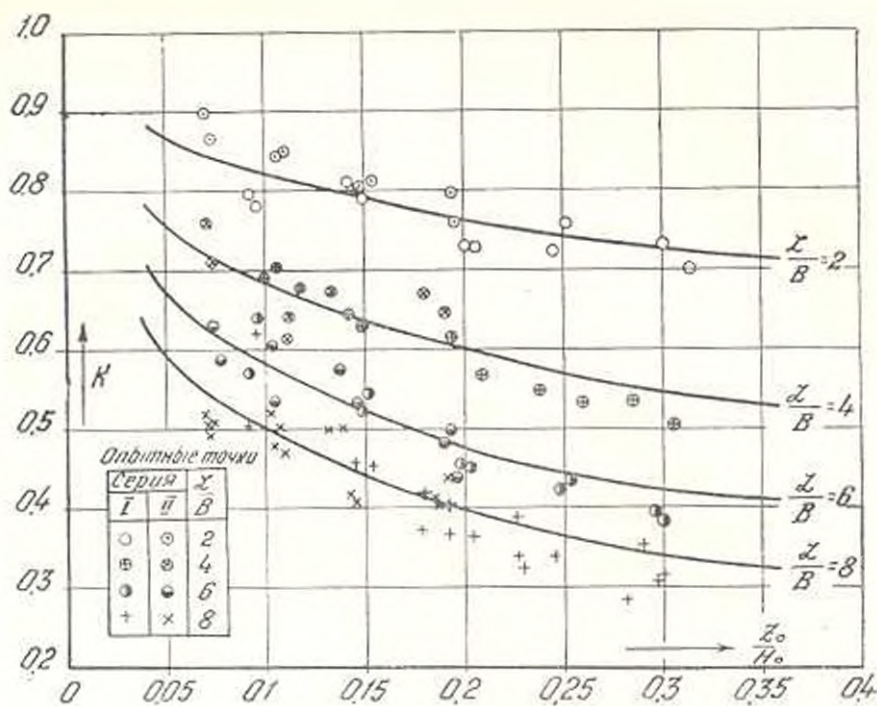


Рис. 6. Расчетные и опытные значения K от $\frac{Z_0}{H_0}$ и $\frac{L}{B}$ для I и II серии.

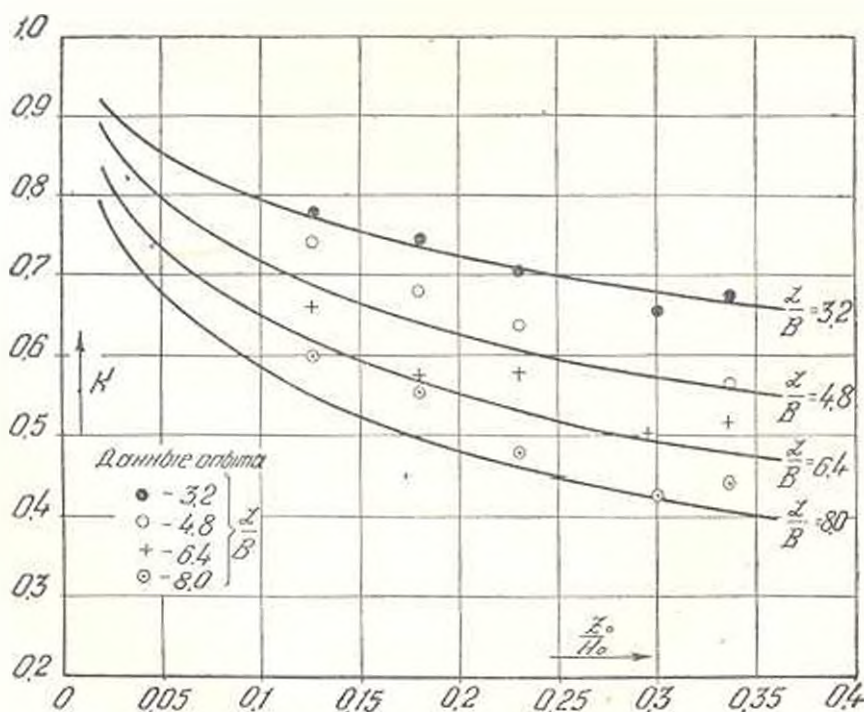


Рис. 7. Расчетные значения K от $\frac{Z_0}{H_0}$ и $\frac{L}{B}$ и опытные данные Дзентилини.

расхода водослива m имеют одинаковые значения, стало возможным сопоставление произнести в одном графике.

Аналогичный график (рис. 7) составлен для опытов Джентилини (20 опытов). При этом значения Z_0 и Z взяты из таблицы указанного автора, а не с волнограммы, так как последние в [2] даны не для всех случаев. Результаты совпадения данных опыта с расчетными, как видно, удовлетворительные. Максимальное отклонение отдельных опытных точек от соответствующих расчетных значений составляет 10–15%, а в среднем гораздо меньше.

При расчетах C_{cp} и K величина $\frac{g}{p}$ принималась равной единице.

Другие значения приводили к неудовлетворительным результатам. Удовлетворительное совпадение опытных и расчетных данных при $\frac{a}{p} = 1$ говорит о том, что коэффициенты α и p практически равны друг другу.

Пользуясь расчетными кривыми K , по опытным значениям $\frac{Z_0}{H_0}$ найдены соответствующие коэффициенты уменьшения высоты волны K , и, следовательно, при помощи последних определены расчетные величины Z . На рис. 8 сопоставлены данные по Z опыта и расчета, наглядно показывающие степень совпадения этих значений.

Таким образом, все это позволяет считать практически приемлемой расчетную схему, положенную в основу теоретических выводов.

На основании данных опытов I и II серии получена связь между $\frac{Z_{max}}{Z}$ и $\frac{Z}{H_0}$ (рис. 9), как это делал Фавр [5]. Z_{max} во всех случаях соответствует максимуму высоты первого вала. Исходные величины Z_{max}

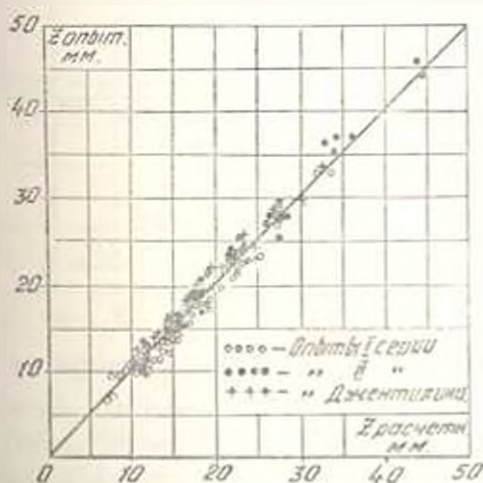
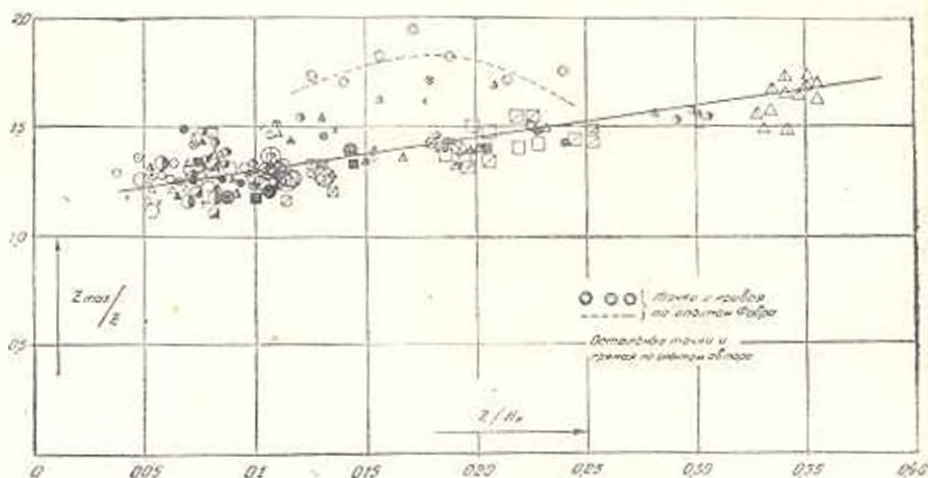


Рис. 8. Сопоставление расчетных и опытных значений уменьшенной высоты волны Z .

и Z относятся не только к началу и концу водослива, но и к промежуточным створам. На том же рис. пунктирной линией показана кривая и опытные точки Фавра. Расхождение между нашими данными и данными Фавра очевидно. Фавр производил свои опыты в условиях, аналогичных нашим, с той разницей, что он рассмотрел только полное движение с неизменным расходом вдоль пути, а наши опыты произведены с изменяемым расходом и с неизменным расходом вдоль пути, причем для разных размеров попереч-

ного сечения лотка. Полученные нами для всех случаев точки, практически, ложатся на одну прямую, которая выражается следующим уравнением:

$$\frac{Z_{\max}}{Z} = 1.15 + 1.50 \frac{Z}{H_0} \quad (6)$$



Гр. 9. $\frac{Z_{\max}}{Z} = f\left(\frac{Z}{H_0}\right)$ по опытам Фавра и автора.

Нашими опытами подтверждается заключение Дженглини о том, что при больших расходах максимальную высоту, после уменьшения, имеет не первый вал, а валы после второго или третьего. Однако максимальная высота последующих валов не намного больше высоты первого вала и этой разницей вполне можно в расчетах пренебречь.

Из опытов также очевиден вывод, сделанный в [1] о том, что если при установившемся движении сбрасываемому через боковой водослив расходу Q_0 на пороге соответствует глубина h , то какой бы величины ни была средняя высота волны до водослива Z_0 , всегда средняя высота волны после водослива Z меньше, чем h . В подтверждение сказанного на рис. 10 приводятся опытные данные, полученные при $Q_0 = 30$ л/с и при четырех значениях длины порога (1, 2, 3 и 4 м) для I и II серии, которые показывают, что чем короче длина бо-

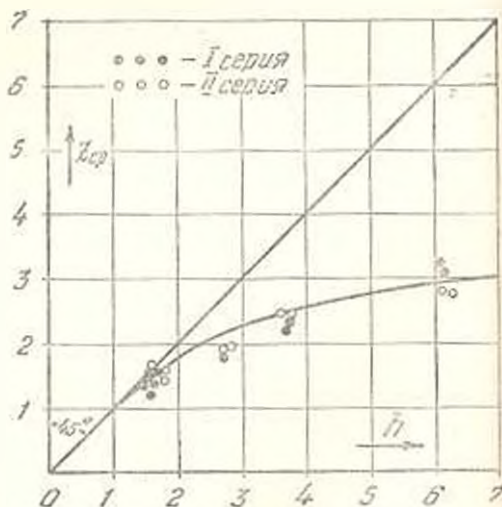


Рис. 10. Сравнение опытных значений Z и h .

вого водослива, тем Z меньше h . Только в случае, когда длина порога стремится к бесконечности, $Z = h = 0$.

Пример расчета. Даны: $l_0 = 4,0$ м, $B = 6,0$ м, $m = 0,42$, $Q_0 = 40$ м³/с, $L = 60$ м. Определить возникшую в результате внезапной полной остановки первоначального движения высоту волны после бокового водослива (после уменьшения).

Решения: Скорость распространения волны до водослива, по (1), равна:

$$C_0 = \frac{\sqrt{gH_0}}{2} (1 - Fr + \sqrt{1 + Fr + Fr^2}),$$

где $Fr = \frac{V_0}{\sqrt{gH_0}} = \frac{40}{6 \cdot 4 \cdot \sqrt{9,81 \cdot 4}} = 0,266$. Следовательно,

$$C_0 = \frac{\sqrt{9,81 \cdot 4}}{2} \left(1 - 0,266 + \sqrt{1 + 0,266 + 0,266^2} \right).$$

Высота волны до водослива будет:

$$Z_0 = \frac{Q_0}{C_0 B} = \frac{40}{5,93 \cdot 6} = 1,12 \text{ м.}$$

Скорости C_{cp} по (4) будет $C_{cp} = \sqrt{gH_0} = 6,26$ м/с (по (2) и (3) $C_{cp} = 6,42$ м/с).

Коэффициент уменьшения по (5) равен:

$$K = \frac{1}{\left(1 + \frac{0,42 \sqrt{2}}{4} \frac{\sqrt{9,81 \cdot 1,12}}{6,24} \frac{60}{6} \right)^2} = 0,314.$$

Следовательно, $Z = K Z_0 = 0,35$ м, а максимальная высота первого вала после водослива, согласно (6), будет:

$$\frac{Z_{\max}}{Z} = 1,15 + 1,5 \frac{1,12}{4,0} = 1,57 \text{ или } Z_{\max} = 0,55 \text{ м}$$

Водно-энергетический институт

АН Армянской ССР

Поступило 21 I 58

Վ. Ն. ԲԱՍԱԿՅԱՆ

ԿՈՂԱՅԻՆ ԶՐԹԱՓԻ ԵՐԿԱՐՈՒԹՅԱՄԻ ՇԱՐԺԱՆՈՂ ԱԿՏԻ
ԼԱՐՈՐԱՏՈՐ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա Վ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Այս հոդվածում քննարկվում է արտադրված հաշվարկն բաժանների [1] բա-
տաղման հարցը, լարտրատոր փորձերի միջոցով Այդ նպատակով օգտագործ-
վում է Ջենտիլինի [2] և Հայկաբանյանի ԳՄ. Ջրաէներգետիկ ինստիտուտում
հեղինակի կատարած փորձերի արդյունքները: Վերջինիս համառոտ նկարագրո-
թյունը տրված է հոդվածում:

Փորձնական տվյալներից ստացված կարևոր հետևություններից մեկն
այն է, որ ալիքի բարձրաթվան փոքրացման դորմակցի K -ի (5) բաժանմամբ

և դաժ $C_{\text{ср}}$ (ալիքի տարածման միջին արագությունը) կարելի է գիտել $\frac{Z_0}{H_0}$ և

$\frac{L}{B}$ փոփոխությունից անկախ և համաար $\sqrt{gH_0}$. որտեղ Z_0 ալիքի սկզբը-

նական միջին բարձրությունն է, H_0 հաստատված շարժման ժամանակ եղած խորությունն է, L ջրթափի երկարությունը և B ջրատարի լայնությունը:

Փորձերի և հաշվալիսն մեծությունների համեմատությունը ցույց է տալիս, որ նրանց բավարար համընկնումը ստացվում է միայն այն դեպքում, եթե ε և ρ գործակիցները համաար են միմյանց:

Ջրատարի տարրեր երկրաչափական չափերի, կողային ջրթափի տարրեր երկարության ու տարրեր ելքերի դեպքում կատարված փորձերից ստացված են կողային ջրթափից հետո ալիքի փոքրացած միջին բարձրությունների $[Z]$ արժեքները: Այդ արժեքների և $\varepsilon - \rho$ ընդունելությամբ կատարված հաշվալիսն արժեքների նկ. 8 բերված համեմատությունը թույլ է տալիս բնական չափերի համարել բանաձևերի արտածման հիմքում ընկած հաշվալիսն սխեման:

Ամենատարրեր պայմանների դեպքում կատարված փորձերի բազմաթիվ տվյալներից (նկ. 9) ստացված է (6) արտահայտությունը, որով հեշտությամբ որոշվում է ջրթափից հետո ալիքի մնացած մաքսիմալ բարձրությունը (Z_{max}) . հոգիվածի վերջում բերված է նաև հաշվի օրինակ:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Жамагорцян В. Н. Движение волны вдоль бокового водослива. Известия АН Армянской ССР (серия техн. наук) т. XI, № 5, 1958.
2. Br. no. Quantitat. L'azione di uno slottatore laterale sull'ondata positiva ascendente in un canale. L'Ingeg. Elettrica, № 4, 1950.
3. Жамагорцян В. Н. и Овсепян К. А. Способ измерения волновых колебаний при исследовании в лаборатории неустановившихся движения жидкости. Известия АН АрмССР, т. IX, № 6, 1955.
4. Егшизаров Н. В. Поиски вынужденного движения длинных брызг. Известия ВНИИГ, № 21, 1935.
5. Favre H. Etude théorique et expérimentale sur les ondes de translation dans les canaux découverts. Dunod, 1935.

Б. Л. БУНИАТЯН

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЯВЛЕНИЙ НЕУСТАНОВИВШЕГОСЯ БЕЗВОЛНОВОГО ДВИЖЕНИЯ В СИСТЕМЕ ТОННЕЛЬ-УРАВНИТЕЛЬНАЯ БАШНЯ

Явления неустановившегося безволнового движения в системе тоннель-уравнительная башня описываются уравнением движения:

$$\frac{1}{g} \frac{dv}{dt} + \frac{\partial z}{\partial x} = \frac{\partial H}{\partial x} - \frac{\partial}{\partial x} (h_w + h_c) \quad (1)$$

и уравнением неразрывности:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{1}{S} \frac{dQ_T}{dt} + \frac{F}{S} \frac{du}{dt} \quad (2)$$

где V — скорость движения воды в тоннеле, S — поперечное сечение тоннеля, t — время, x — элементарная длина тоннеля, z — отметка оси тоннеля над горизонтальной плоскостью сравнения, H — напор в тоннеле, Q_T — расход воды через турбины, u — скорость движения свободной поверхности воды в башне, F — поперечное сечение башни; $h_w = \frac{V^2}{2g} \xi_w$ — потери напора в тоннеле, $h_c = \frac{V^2}{2g} \xi_c$ — потери напора в соединительной патрубке-сопротивлении.

В сложных системах, когда несколько башен разбивают тоннель по его длине на отдельные участки, рассматриваемые уравнения записываются в той же форме, но для каждого участка в отдельности.

При расчете уравнительной башни, ввиду неизвестности величин h_w и h_c для случая неустановившегося движения, их принимают равными таковым же при установившемся движении. При таком допущении нет уверенности в правильности получаемых результатов. Кроме того, в случае башни с сопротивлением ξ_c , вызванным гидравлическим ударом, повышение давления в трубопроводе полностью не проникает в башню и частично проскакивает в тоннель. По этой причине повышение давления у турбины получается значительно больше чем при $\xi_c = 0$. Величины повышения давления у турбины, а также подъема уровня воды в башне, зависят от значения коэффициента ξ_c , который может быть определен только опытным путем.

В ряде случаев экспериментальные исследования являются единственным средством для выбора параметров устойчивости и регулирования гидро-энергосистемы, имеющей уравнительные башни с сопро-

тивлением. В этой связи возникает вопрос о разработке соответствующей методики моделирования явления неустановившегося движения в системе тоннель—уравнительная башня—трубопровод, чему и посвящена данная работа.

Сущность вопроса моделирования того или иного явления сводится к определению критерия подобия и безразмерных масштабных множителей для всех величин, входящих в те уравнения, которые описывают данное явление [1, 2].

Общезвестные безразмерные соотношения:

$$\lambda = \frac{ISV^2}{gFh_w^2}, \quad \eta = \frac{h_c}{h_w} \quad \text{и} \quad \lambda_{\max} = \frac{y_{\max}}{h_w},$$

которые выведены из уравнений (1) и (2), позволяют определить максимальное повышение уровня воды в башне $y_{\max}$ в случае полного сброса нагрузки при известных значениях ξ_c .

Эти соотношения не являются общими критериями подобия, поскольку они не дают возможности, во-первых, определить изменения во времени положения уровня воды в башне, во-вторых, не удовлетворяют условию геометрического подобия сооружения, ибо значение ξ_c , а следовательно и h_c , зависят от геометрии системы тоннель—башня и от самого сопротивления.

Для моделирования явления необходимо получить также общие критерии подобия, на основании которых можно было бы определить значение масштабных множителей для всех геометрических и гидравлических параметров сооружения и тем самым обеспечить подобие как в отношении начального режима движения, так и кривой $y = f(t)$ с учетом влияния h_w и h_c при неустановившемся режиме.

Обозначая для краткости параметры натуры индексом (н), модели индексом (м), а отношение через α , индекс которого относится к искомой величине, из (1) и (2) получим следующие безразмерные масштабные комплексы:

$$\frac{\alpha_c \alpha_x}{\alpha_z \alpha_1 \alpha_2} = 1, \quad (3)$$

$$\frac{\alpha_{11} \alpha_x}{\alpha_x \alpha_2} = 1, \quad (4)$$

$$\frac{\alpha_{12} \alpha_x}{\alpha_x \alpha_2} = 1, \quad (5)$$

$$\frac{\alpha_{1c} \alpha_x}{\alpha_1 \alpha_2} = 1, \quad (6)$$

$$\frac{\alpha_1 \alpha_5 \alpha_1}{\alpha_1 \alpha_4} = 1, \quad (7)$$

$$\frac{\alpha_F \alpha_{11} \alpha_1 \alpha_1}{\alpha_1 \alpha_1 \alpha_1} = 1, \quad (8)$$

которые при $x = vt$, $h = \frac{v^2}{2g}$, $i_{тр} = \frac{h}{x}$, $i_n = \frac{z}{x}$, $z_1 = 1$ приводятся к трем критериям подобия:

$$\frac{v^3}{g} = Fr - \text{критерий Фруда,}$$

$$\frac{vt}{x} = H_0 - \text{критерий одновременности,}$$

$$\frac{i_{тр}}{i_n} = E_1 - \text{критерий трения}$$

и равенству масштабных множителей

$$\alpha_n = \alpha_{H_0} = \alpha_{Fr} = \alpha_z = \alpha_{z_1} \quad (9)$$

т. е. модель геометрически не искажается, и при $\alpha_z = 1$ из (3) получим: $\alpha_v = \alpha_r$.

Зная в (3) $\alpha_z = \alpha_z \alpha_r$, будем иметь $\alpha_r = 1/\alpha_z$, следовательно $\alpha_r = \sqrt{\alpha_z}$.

Согласно условию (9) из соотношения (7) при $\alpha_z = \alpha_z^2$ находим: $\alpha_0 = \alpha_z^2$, а из (8) при $\alpha_0 = \alpha_z \alpha_r$, $\alpha_r = \alpha_z$ получим: $\alpha_r = \alpha_z$ и

$$\frac{\alpha_n \alpha_r}{\alpha_z \alpha_r} \quad (10)$$

Обозначим высоту подтема уровня воды в башне над статическим горизонтом в водохранилище через $y = ut$ или $\alpha_y = \alpha_u \alpha_r$, и учитывая, что в начальный момент неустановившегося режима горизонт воды в башне находится ниже статического на величину h_w , и для подъема уровня до статического нужно некоторое время $t_{wh} = \frac{h_w}{u}$ или

$$\alpha_{wh} = \alpha_u \alpha_r \quad (11)$$

то из (10) получим: $\alpha_n = \alpha_y = \alpha_z$.

Как видно, для моделирования данного явления необходимо соблюсти критерии Fr , E_1 и H_0 для туннеля.

Нетрудно видеть, что эти критерии получены из уравнения (1), которое описывает неустановившийся режим движения в туннеле и элемент башни не находит в них отражения. Уравнение же (2) связывает расход воды в туннеле с расходом в башне и из него никакие критерии не следуют. Следовательно, полученные критерии подобия и масштабные соотношения справедливы для всех возможных уравнительных башен.

Полученные масштабные комплексы дают возможность определить масштаб для пересчета коэффициента шероховатости и снатуры на модель.

Пользуясь общеизвестной формулой гидравлики, для уклона трения напомним:

$$\alpha_{tr} = \frac{\alpha_0}{\alpha_x \alpha_z} = \frac{\alpha_0 \alpha_z}{\alpha_x} \quad (12)$$

Производя замену $\alpha_x = \alpha_z$, получим:

$$\alpha_z = \sqrt{\frac{\alpha_0}{\alpha_x}} \quad (13)$$

откуда при соблюдении условия (9) будем иметь:

$$\alpha_z = 1, \alpha_{tr} = 1, \alpha_n = \alpha_z^{n_m} \quad (14)$$

Таким образом получаем масштабные множители для всех величин, входящих в уравнения (1) и (2), а также и масштаб для коэффициента шероховатости туннеля, что обеспечивает условия моделирования явления без искажения модели.

При таком моделировании, когда $\alpha_{tr} = 1$ и $\alpha_z = 1$, т. е. в случае геометрически искаженной модели, практически не удастся удовлетворить критерию трения (2), ибо физически невозможно создать требуемую, согласно выражению (14), гладкость поверхности модели, имеющую коэффициент шероховатости

$$n_m = \frac{n_n}{\alpha_z^{n_m}}.$$

Поэтому приходится принять $\alpha_n \neq \alpha_z^{n_m}$, т. е. $n_m < \frac{n_n}{\alpha_z^{n_m}}$, где индекс (n) относится к натуре, а индекс (m) — к модели. В этом случае, исходя из табл. орных условий, задаем n_m и α_z и, зная n_n и C_n , определяем $\alpha_n = C_n / C_m$.

Подставляя найденное α_z в (13), находим $\alpha_x = \alpha_z \alpha_z^2$, т. е.

$$\alpha_x \neq \alpha_z. \quad (15)$$

Как видно, для удовлетворения критерию трения необходимо модель исказить по длине. При таком искажении из комплекса (3) находим

$$\alpha_t = \frac{\alpha_0 \alpha_x}{\alpha_z} \quad (16)$$

или, заменяя $\alpha_x = \alpha_z \alpha_z^2$, получим:

$$\alpha_0 = V \alpha_z. \quad (17)$$

Подставляя (17) и (16), будем иметь:

$$\alpha_t = \frac{\alpha_z}{V \alpha_z} \quad (18)$$

Из (4), (5) и (6) определяем:

$$\alpha_u = \alpha_v = \alpha_{k\phi} = \alpha_{k\phi}, \quad \alpha_b = V \alpha_z.$$

и из (7) и (8) находим $\alpha_y = \alpha_z^2$, $\alpha_n = \sqrt{\alpha_z}$.

Из условия $\alpha_{h_{\text{ст}}} = \alpha_n \alpha_{h_{\text{ст}}} = \alpha_z$ получим:

$$\alpha_{h_{\text{ст}}} = \sqrt{\alpha_z}, \quad (19)$$

а для $\alpha_y = \alpha_n \alpha_z$ из (8) с учетом (18) находим

$$\alpha_y = \alpha_z. \quad (20)$$

Поскольку $\alpha_x \neq \alpha_z$, то $\alpha_{h_{\text{ст}}} = \alpha_y$, т. е. в одном и том же направлении для двух линейных величин мы получили два разных масштаба $\alpha_{h_{\text{ст}}}$ и α_y с разными масштабами для времени. Следовательно, при повышении уровня воды в башне от первоначального до статического, т. е. в пределах $h_{\text{ст}}$, координаты кривой подъема уровня воды в натурной башне и напора в конце тоннеля будут:

$$H_n = H_n \alpha_n, \quad t_n = t_n \sqrt{\alpha_z}. \quad (21)$$

а над статическим, т. е. в пределах y ,

$$y_n = y_n \alpha_y, \quad t_n = t_n \frac{\alpha_y}{\sqrt{\alpha_z}}. \quad (22)$$

Имея опытные кривые изменения отметки уровня воды в башне и напора в конце тоннеля, в зависимости от времени, по формулам (21) и (22) легко пересчитать и построить подобную же кривую для натур.

Из формул (21) и (22) следует, что горизонтальная линия статического напора, пересекая кривую подъема уровня, разбивает ее на две части, для которых должно быть соблюдено условие неразрывности в следующем виде:

$$V S = F u = F \frac{y}{t},$$

или

$$\alpha_y \alpha_z^2 = \alpha_z^2 \frac{\alpha_z}{\alpha_t}. \quad (23)$$

При $\alpha_x = \sqrt{\alpha_z}$ в точке пересечения, с одной стороны, имеем $\alpha_y = \alpha_n = \alpha_z$ и $\alpha_t = \sqrt{\alpha_z}$, а с другой стороны, $\alpha_y = \alpha_x \alpha_z$ и $\alpha_t = \alpha_x / \sqrt{\alpha_z}$. Подставив эти значения в (23), увидим, что условия неразрывности соблюдаются, следовательно, имея из экспериментов кривые изменения отметок уровня воды в башне и напоров в конце тоннеля по времени, по формулам (21) и (22) легко пересчитать и построить подобную же кривую для натур.

В случае башни сложной конфигурации, например в башне с несколькими камерами, при определении геометрических параметров модели следует принять масштаб для поперечного сечения $\alpha_F = \alpha_z^2$, а масштаб для высоты $\alpha_h = \alpha_z$. При этих условиях будет обеспечено геометрическое подобие башни.

В случае башни с сопротивлением возникает вопрос о моделировании гидравлического удара в системе, с целью определения величины проскока давления в тоннеле и изменения давления у турбины. Для решения этой задачи рассмотрим систему, состоящую из трех труб, с разными характеристиками, соединенных друг с другом в одном створе.

По теории моделирования гидравлического удара, разработанной И. В. Егназаровым [3] из основных дифференциальных уравнений гидравлического удара, для каждой из этих труб получается:

$$\frac{\alpha_y \alpha_x}{\alpha_z^2 \beta_y} = 1, \quad (24)$$

$$\frac{\alpha_y^2 \alpha_x \alpha_z}{\alpha_z^2 \beta_x \beta_y} = 1, \quad (25)$$

где α_y — масштабный множитель для понижения напора.

α_x — масштабный множитель скорости распространения ударной волны.

Из условия моделирования явления колебаний уровня воды в башне, принимая $\alpha_z = \alpha_{\text{нш}} = \sqrt{\alpha_z}$, из (24) и (25) получим:

$$\alpha_y = \alpha_1, \quad \alpha_x = \frac{\alpha_1}{\sqrt{\alpha_z}}. \quad (26)$$

где для тоннеля $\alpha_1 \neq \alpha_z$.

Для трубопровода и башни, где $\alpha_1 = \alpha_z = \alpha_{\text{нш}}$ из (26) получим:

$$\alpha_y = \alpha_{\text{нш}}, \quad \alpha_x = \sqrt{\alpha_{\text{нш}}}.$$

Таким образом, для моделирования гидравлического удара в системе тоннель—башня—трубопровод в условиях $\alpha_1 = \sqrt{\alpha_z}$, необходимо скорость распространения волны давления α в соответствующих трубах при неискаженной модели уменьшить в $\alpha_z = \sqrt{\alpha_z}$ раз, а при искаженной по длине модели уменьшить в $\alpha_n = \alpha_1 / \sqrt{\alpha_z}$ раз.

Из выведенных формул видно, что для моделирования гидравлического удара необходимо иметь возможность на модели получить скорость α во много раз меньшую, чем в натуре.

Вопрос искусственного снижения скорости α изложен в работе [4], где приводится доказательство того, что путем ввода в трубопровод упругого элемента в виде резинового шланга, наполненного воздухом, можно скорость α снижать в довольно широких пределах и тем самым обеспечить условия моделирования гидравлического удара.

Отметим, что поскольку поперечные размеры тоннеля и башни, а также местного сопротивления, геометрически не искажены, то значения ξ_c для натуре и для модели будут одинаковыми, т. е. $\xi_{\text{нш}} = \xi_{\text{мш}}$.

Таким образом, путем искажения модели только по длине тоннеля и снижения скорости α можно удовлетворить всем критериям подобия и получить значения масштабных множителей для всех геометрических и гидравлических параметров системы.

По полученным масштабным множителям можно все проектные параметры сооружения перенести на модель, и в лаборатории получить все параметры неустойчивого движения, в системе сооружения натурной гидроэлектростанции, с учетом влияния h_w и h_c при неустойчивом режиме.

Водно-энергетический институт
Академии наук Армянской ССР

Поступило 2 VII 1957

Բ. Լ. ԲՈՒՆԻԱԹՅԱՆ

ԲՈՒՆԻՆԷԼ-ՀԱՎԱՍՏԱՐԱԿՇՈՂ ԱՇՏԱՐԱԿ ՄԻՍՏՆՄՈՒՄ ՉՀԱՍՏԱՏՎԱԾ,
ՈՉ ԱԼԻԲԱՅԻՆ, ՇԱՐՃՄԱՆ ՆՐԵՎՈՒՅՑԻ ՄՈԴԵԼԱՑՈՒՄԸ

Ա մ փ ո փ ու մ

Հարդարացուցիչ աշտարակները հաշվելիս ընդունում են, որ չհաստատված շարժման ուժի մոտ ճնշման կորուստները թունել-աշտարակ սխառմամբ ունենում են նույն անալիտիկ արտահայտությունը, ինչ որ հաստատված շարժման դեպքում: Այդպես ընդունելիս մենք չգիտենք թե ինչպիսի սխալ ենք կատարում և հաշվային արդյունքները որքանով են համապատասխանում իրականությանը. բացի այդ, երբ հեղուկի հոսանքի՝ թունելից աշտարակ անցնելու ճանապարհին կա մի որևէ տեղական դիմադրություն, ապա այդպիսի կառուցվածքային սխառմամբ հաշվելու համար անհրաժեշտ է անհնալ նրա տեղական դիմադրության λ գործակցի արժեքը, որը կարելի է որոշել միմիայն երևույթի մոդելացման ու լաբորատոր փորձեր կատարելու միջոցով:

Այդ նպատակով, ելնելով երևույթն արտահայտող (1) և (2) հախտարումներից, հոգիվածում ստացվել են նրա մոդելացման համար անհրաժեշտ բոլոր չափանիշները, որոնք հնարավորություն են տալիս դոսնելու կառուցվածքի և հիդրավլիկական բոլոր մեծությունների մասշտաբային բազմապատկիչները:

Այդ մասշտաբային բազմապատկիչները և կառուցվածքի նախադժային տվյալներն ունենալով կարելի է ընարել մոդելի չափերն ու նրա հիդրավլիկական մեծությունները, և մոդելային փորձերի միջոցով ստանալ չհաստատված շարժման բոլոր հիդրավլիկական մեծությունների փոփոխությունները բոտ ժամանակի երևույթի մոդելացման այդ ձևը հնարավորություն է տալիս հաշվի առնելու h_w և h_c ճնշման կորուստները չհաստատված շարժման ուժի մոտ, որի շնորհիվ մոդելից ստացված արդյունքները լիովին կհամընկնեն իրականին:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Кирпичев М. В. Теория подобия. «Известия АН СССР», 1953.
2. Егнazarов И. В. Теория подобия и применение законов подобия к явлениям установившегося движения. «Известия АН Армянской ССР», № 3, 1947.
3. Егнazarов И. В. Моделирование явлений неустановившегося волнового движения безнапорного и напорного потока. «Известия ОНН АН СССР», № 10, 1953.
4. Бунцятин Б. Л. и Зорин З. А. Искусственное уменьшение скорости распространения волны давления гидравлического удара в целях его моделирования. «Известия ОНН АН Армянской ССР», № 4, 1956.

ГИДРАВЛИКА

М. С. ПОХСРАРЯН

ПОПЕРЕЧНЫЕ ПРОФИЛИ ЕСТЕСТВЕННЫХ РУСЕЛ

Известно, что с течением времени поперечное сечение естественного русла принимает форму, при которой оно становится устойчивым и не подвергается дальнейшему размыву. При этом на прямолинейном участке поперечное сечение приобретает симметричную форму, а на закруглении — несимметричную.

В литературе имеются работы, посвященные в основном форме поперечных сечений на прямолинейных участках русел. В частности, в работе Кехлина [1] рассматривается равновесие частицы, лежащей на откосе прямолинейного канала. Для этого случая автором получена связь между глубиной и шириной устойчивого русла. Аналогичную задачу решает Ю. А. Ибад-Заде [3].

Вопросу определения устойчивого профиля на повороте водовода посвящена работа И. Л. Розовского [4]. На прямом участке Розовский получает устойчивый профиль, близкий к параболическому, а на закруглении — профиль несимметричной формы. Полученные результаты верны только в случае широких каналов.

В этой статье рассматривается поперечный профиль русла в несвязанных грунтах на прямолинейном участке водовода и на закруглении.

§ 1. Поперечный профиль на прямом участке

Для решения поставленной задачи необходимо и достаточно найти такое сечение водовода, при котором скорости не превосходят или, в крайнем случае, были равны неразмывающим скоростям. Поперечное сечение русла (рис. 1), согласно задаче Н. М. Бернадского [5], разделим на ряд узких вертикальных полосок, пропускающих одинаковые расходы. Одна полоска отличается от другой глубиной потока. Для этих полосок составим условие отсутствия размыва. Формула для неразмывающей скорости для произвольной полоски при глубине h , в общем случае циркуляционного

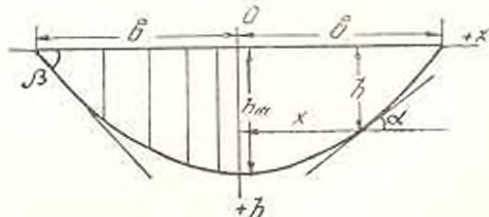


Рис. 1. Расчетная схема

потока, получена автором [6]. В частном случае прямого участка (при отсутствии циркуляции) эта формула приобретает вид:

$$v_0 = \sqrt{\frac{2g}{3c_x} d \left(\frac{\gamma_1}{\gamma} - 1 \right) \left(\frac{h}{d} \right)^{1/6}} \times \\ \times \sqrt{-\frac{c_y}{c_x m_0^2} \cos \alpha \pm \sqrt{\left(\frac{c_y}{c_x m_0^2} \cos \alpha \right)^2 - \left(1 - \frac{c_y^2}{c_x^2 m_0^2} \right) \left(\sin^2 \alpha - \frac{1}{m_0^2} \cos^2 \alpha \right)}} \\ 1 - \frac{c_y^2}{c_x^2 m_0^2} \quad (1.1)$$

где h — глубина в пределах полосы, d — диаметр частиц, составляющих русло потока, g — ускорение силы тяжести, c_x — коэффициент лобового сопротивления, c_y — коэффициент подъемной силы, γ — удельный вес воды, γ_1 — удельный вес частиц, α — переменный угол откоса, $m = ctg \beta$ — коэффициент естественного откоса, β — угол естественного откоса грунта в стоячей воде. Отметим что для несвязных грунтов коэффициент естественного откоса всегда больше единицы, ($\beta < 45^\circ$).

Напишем формулу (1.1) для средней вертикали глубина h_m в случае, когда $\alpha = 0$:

$$v_0^1 = \sqrt{\frac{2g}{3c_x} d \left(\frac{\gamma_1}{\gamma} - 1 \right) \left(\frac{h_m}{d} \right)^{1/6}} \frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{c_y}{c_x m_0} \right) m_0}} \quad (1.2)$$

Как показано в [6], формула (1.2) справедлива для неразмыняющей скорости в случае широкого прямоугольного канала. Выразив (1.1) через (1.2), получим:

$$v_0 = v_0^1 \left(\frac{h}{h_m} \right)^{1/6} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{c_y}{m_0 c_x}}} \times \\ \times \sqrt{-\frac{c_y}{c_x m_0} \cos \alpha \pm \sqrt{\left(\frac{c_y}{c_x m_0} \cos \alpha \right)^2 - \left(1 - \frac{c_y^2}{c_x^2 m_0^2} \right) \left(m_0^2 \sin^2 \alpha - \cos^2 \alpha \right)}} \quad (1.3)$$

Следуя задаче Бернадского, напишем выражение для средней скорости потока в пределах вертикальных полосок при глубинах h и h_m , в случае равномерно установившегося движения:

$$v = CV \sqrt{h i}, \quad (1.4)$$

$$v^1 = C_m \sqrt{h_m i}. \quad (1.5)$$

Коэффициент Шези принимаем по формуле Маннинга. Одновременно принимаем, что шероховатость по периметру канала не меняется. Исключая из (1.4) и (1.5) уклон i , получим:

$$v = v^1 \left(\frac{h}{h_m} \right)^{3/2}. \quad (1.6)$$

Чтобы для полосок, содержащих разные глубины, удовлетворялось условие неразрывности дна, необходимо и достаточно, чтобы средние скорости v и v^1 были соответственно равны неразрывающим скоростям v_1 и v_1^1 . Исходя из этого положения, на основании формул (1.3) и (1.6), будем иметь:

$$\left(1 - \frac{c_y}{c_x m_0}\right) \frac{h}{h_m} + \frac{c_y}{c_x m_0} \cos \alpha = \sqrt{\left(\frac{c_y}{c_x m_0} \cos \alpha\right)^2 - \left(1 - \frac{c_y}{c_x m_0}\right) \left(m_0^2 \sin^2 \alpha - \cos^2 \alpha\right)} \quad (1.7)$$

Отсюда, после преобразований, получим следующее выражение для переменного угла откоса:

$$\alpha = \arccos \sqrt{\frac{m_0^2 + \left(\frac{h}{h_m}\right)^2}{1 - m_0^2 - 2 \frac{c_y}{c_x m_0} \cdot \frac{1}{1 - \frac{c_y}{c_x m_0}} \frac{h}{h_m}}} \quad (1.8)$$

Задаваясь значениями отношения $\frac{h}{h_m}$ в пределах от 0 до 1, получим выражения для углов откоса по всему периметру устойчивого русла. Как видно из (1.8), устойчивая форма поперечного сечения канала на прямолинейном участке зависит от максимальной глубины, угла естественного откоса грунта и от отношения коэффициента лобового сопротивления к коэффициенту подъемной силы. При подсчете необходимо задаваться этими параметрами.

В частном случае, если отношение $\frac{c_y}{c_x m_0} \ll 1$, то формуле (1.8) можно придать следующий вид:

$$\alpha = \arccos \sqrt{\frac{m_0^2 + \left(\frac{h}{h_m}\right)^2}{1 + m_0^2}} \quad (1.9)$$

Однако для получения такой морфометрической зависимости для устойчивых русел, как отношение ширины по урезу к средней глубине потока, нужно установить функцию $x = x(h)$. Поэтому воспользуемся условием:

$$\text{tg} \alpha = \frac{dh}{dx} = \frac{h_m}{b} \frac{dh_1}{dx_1} \quad (1.10)$$

где x_1 и h_1 — относительные координаты, b — полуширина русла по урезу, h_m — максимальная глубина в русле.

Выражая косинус через тангенс и подставляя в (1.9), получим обыкновенное дифференциальное уравнение первого порядка, общим интегралом которого является:

$$\frac{b}{h_m} x_1 = m_0 \int_{h_1}^1 \frac{\sqrt{1 + \frac{h_1^2}{m_0^2}}}{\sqrt{1 - h_1^2}} dh_1. \quad (1.11)$$

Далее, учитывая, что коэффициент m_0 для несвязных грунтов всегда больше единицы, двучлен в числителе можно представить в виде биномиального ряда и ограничиться первыми тремя членами. После интегрирования получим:

$$x = m_0 h_m \left[\operatorname{arc} \cosh h_1 + \frac{1}{4m_0^2} (\operatorname{arc} \cos h_1 + h_1 \sqrt{1 - h_1^2}) - \right. \\ \left. - \frac{1}{64m_0^4} (2 \operatorname{arccos} h_1 + 3h_1 \sqrt{1 - h_1^2} + 2h_1^3 \sqrt{1 - h_1^2}) \right]. \quad (1.12)$$

Это и есть функция поперечного сечения устойчивого русла.

На рис. 2 дано сопоставление сечений, построенных по формуле (1.12) с сечениями, полученными опытным путем Кехлиным, Алтуни-

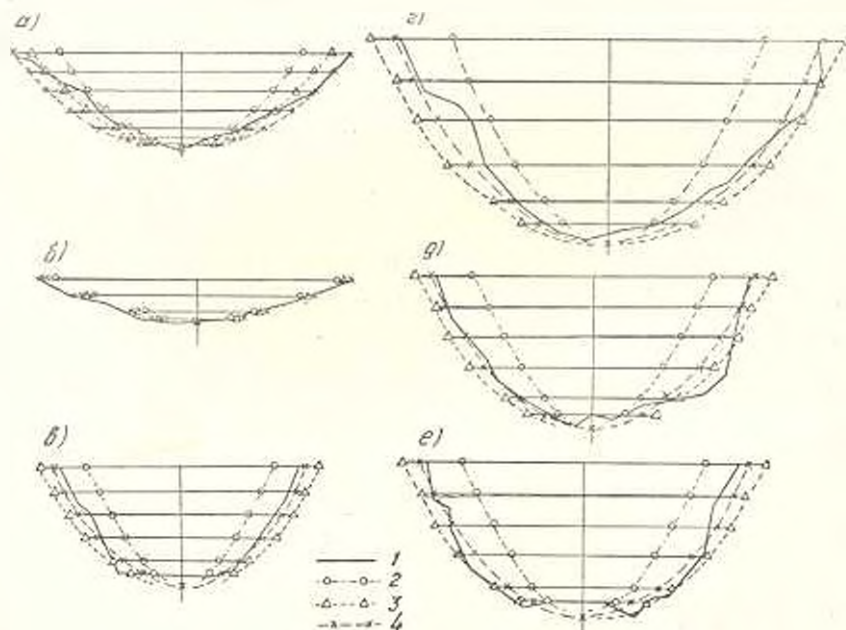


Рис. 2. Сопоставление устойчивых форм сечений на прямом участке канала: а) эксперименты Кехлина, б) Алтуни, в), г), д), е) — Ибед-Задзе. 1 — экспериментальные данные, 2 — расчетный профиль по формуле Кехлина, 3 — по формуле Ибед-Задзе, 4 — по формуле автора.

ным и Ибед-Задзе. Нетрудно заметить, что формула (1.12) дает удовлетворительные результаты.

Из (1.12) можно получить отношение ширины к глубине потока для устойчивого русла. Для этого воспользуемся тем условием, что при $h_1 = 0$, $x_1 = 1$.

Отсюда:

$$\frac{2b}{h_m} = \pi m_0 \left(1 - \frac{1}{4m_0^2} - \frac{3}{64m_0^4} \right) \quad (1.13)$$

Сопоставление данных, полученных по формуле для обычно встречающихся значений коэффициентов естественного откоса при не-

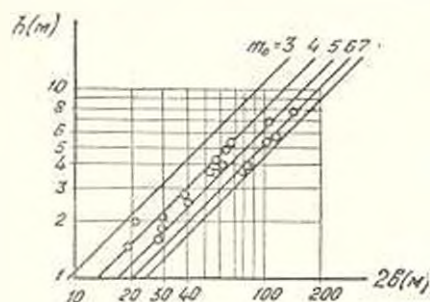


Рис. 3. Сопоставление морфометрической зависимости автора с натурными данными Алтунина.

связных грунтах ($m_0 = 2-8$), с данными натурных измерений С. Т. Алтунина [7] приведено на рис. 3, из которого видно, что опытные точки располагаются в пределах, даваемых формулой.

§ 2. Поперечный профиль русла на закруглении

Все допущения, принятые в предыдущем параграфе, здесь остаются в силе. Изменению подлежит только выражение для неразмывающей скорости, в котором нужно учесть влияние поперечной циркуляции, возникающей на закруглении водовода. Такая формула получена автором [6] и имеет следующий вид:

$$v_x = v_0 \left(\frac{h}{h_m} \right)^{1/2} \sqrt{m_0} \times \left[\frac{-\cos\psi \sin\gamma \sin\alpha + \sqrt{(\cos\psi \sin\gamma \sin\alpha)^2 - \cos^2\psi \left(\sin^2\alpha - \frac{1}{m_0^2} \cos^2\alpha \right)}}{\cos^2\psi} \right]^{1/2} \quad (2.1)$$

Принимается, что направление течения в данной точке составляет угол γ с горизонталью откоса, и угол $90^\circ - \psi$ — с вертикалью (рис. 1, [6]). Присутствие этих углов в уравнении (2.1) отражает влияние поперечной циркуляции на разрыв русла.

По аналогии с изложенным в § 1 поставим условие, чтобы средняя скорость потока была равна неразмывающей. Для этого приравняем правые части уравнений (2.1) и (1.6). Получим квадратное уравнение относительно угла откоса α . Далее, учитывая, что в естественных руслах α обычно мало, приближенно можно принять:

$$\sin \alpha \approx \operatorname{tg} \alpha = \frac{h_m}{b} \frac{dh_1}{dx_1} \quad (2.2)$$

Решив квадратное уравнение относительно $\frac{dh_1}{dx_1}$, получим следующее нелинейное дифференциальное уравнение первого порядка:

$$\frac{dh_1}{dx_1} = \frac{b}{h_m m_0} [-h_1 \sin \varphi \cos \psi \pm \sqrt{1 + (\sin^2 \varphi \cos^2 \psi - \cos^2 \psi) h_1^2}]. \quad (2.3)$$

Углы φ и ψ связаны с компонентами скоростей зависимостями:

$$\begin{aligned} v_x &= v \cos \varphi \cos \psi, \\ v_y &= v \sin \varphi \cos \psi, \\ v_h &= v \sin \psi, \\ v &= \sqrt{v_x^2 + v_y^2 + v_h^2}, \end{aligned} \quad (2.4)$$

где v — продольная скорость в данной точке, v_x — поперечная — горизонтальная скорость, v_h — вертикальная скорость.

Дифференциальное уравнение (2.3), выраженное через компоненты скоростей (2.4), примет вид:

$$\frac{dh_1}{dx_1} = \frac{b}{m_0 h_m} \left[-\frac{v_x}{v} h_1 \pm \sqrt{1 - \left[1 - \left(\frac{v_x}{v} \right)^2 - \left(\frac{v_h}{v} \right)^2 \right] h_1^2} \right]. \quad (2.5)$$

Разные знаки перед радикалом соответствуют правому и левому откосам. Уравнение (2.5) целесообразно проинтегрировать методом последовательных приближений. При этом необходимо заранее задать распределение продольных и поперечных скоростей, используя один из существующих методов расчета циркуляции.

§ 3. Пример расчета

Покажем на частном примере применение предложенного способа расчета профиля на закруглении. Исходные данные следующие: угол естественного откоса грунта $m_0 = \frac{6}{\pi}$; максимальная глубина на прямом участке $h_m = 6$ м; отношение радиуса кривизны к ширине русла (на поверхности) $\frac{R}{2b} = 6.65$; коэффициент шероховатости $C = 30$; средняя скорость потока $v_{cp} = 0.5$ м/сек.

При выборе поперечных скоростей воспользуемся теорией поперечной циркуляции, разработанной А. К. Ананияном [8]. Согласно этой теории, для наших данных поперечные компоненты скоростей приближенно выражаются формулами:

$$\begin{aligned} v_x &= 0,5 v_c \sin \frac{\pi}{2} (x_1 + 1) \cos \pi h_1, \\ v_x &= 0,25 v_c \cos \frac{\pi}{2} (x_1 + 1) \sin \pi h_1, \end{aligned} \quad (3.1)$$

Подставляем эти значения в дифференциальное уравнение (2.5) и интегрируем его методом последовательных приближений. С этой целью область изменений x_1 разделим на ряд небольших, но равных промежутков (для простоты принимаем $\Delta x_1 = \pm 0,1$). Значения h_1 при разных x_1 , определяются в следующем порядке:

$$\begin{aligned} h_1(\pm 1) &= 0, \\ h_1(\pm 0,9) &= h_1(\pm 1) + \Delta x_1 h'_1(\pm 1,0), \\ h_1(\pm 0,8) &= h_1(\pm 0,9) + \Delta x_1 h'_1(\pm 0,9), \\ &\vdots \end{aligned} \quad (3.2)$$

При этом в качестве начальных условий принято: $x_1 = \pm 1$, $h_1 = 0$. Формулы (3.2) показывают, что пока x_1 находится в промежутке Δx_1 , h_1 мало отличается от его значения в начальной точке промежутка, а производная в этом промежутке постоянная. Однако такой способ определения h_1 является весьма приближенным. Найденные величины требуют уточнения. Взяв среднее значение для двух соседних точек, получим первое уточненное значение h_1 . Аналогичным способом можно получить второе приближение и т. д. В настоящем расчете ограничимся вторым приближением.

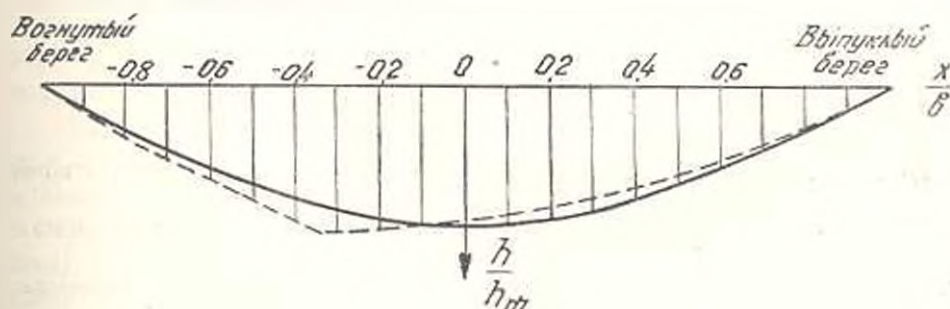


Рис. 4. Устойчивая форма поперечного сечения канала на прямом участке (сплошная линия) и на закруглении (пунктирная линия).

На рис. 4 представлена устойчивая форма русла на повороте водотока и на прямом участке. Полученный профиль имеет несимметричную форму. Максимальная глубина находится у вогнутого берега и больше таковой на прямом участке. Это объясняется тем, что скорости поперечной циркуляции, имея у вогнутого берега направление вниз по откосу, вызывают его размыв. У выпуклого берега наблюдается обратная картина. Здесь скорости циркуляции направлены вверх по откосу и вызывают большую его крутизну.

Водно-энергетический институт

Академии наук АриССР

Поступило 26 IV 58

Մ. Ս. ՓՈՔՍՐԱՐՅԱՆ

ՔԱԿԱՆ ՀՈՒՆՆԵՐԻ ԸՆԴՀԱՅՆԱԿԱՆ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԸ

Ա մ փ ո փ ու մ

Հոգվածում դիտվում է բաց ջրատարի ընդլայնական կտրվածքի հարցը ինչպես հունի ոլորանում, այնպես էլ ուղղագիծ մասում, երբ հատակն ու ափերը բաղկացած են միաստոր, չկապված մասնիկներից:

Հենվելով [6] զրականության վրա, որտեղ գուրա է քերված չլվացող արագությունների կապը ափերի լինության անկյան հետ, փնտրվում է հունի ալնպիսի ընդլայնական կտրվածք, որի դեպքում հոսանքի միջին արագությունը չգերազանցի չլվացող արագությանը: Այդ նպատակով միջին արագության արտահայտությունը հալոսարկեցնելով չլվացող արագությանը, դուրս է բերված ընդլայնական կտրվածքի կալուն ձևը հունի ուղղագիծ մասում: Վերջինից որպես մասնավոր դեպք ստացված է կալուն հունի լայնության և խորության հարաբերությունը: Աստացված արդյունքները համեմատված են տարբեր հեղինակների փորձնական տվյալների հետ, որը ավել է բախարար արդյունքներ:

Այնուհետև նույն սխեման դիտվում է ջրատարի ոլորանում՝ ցիրկալացիոն բաղադրիչների առկայությամբ: Այդպիսի պրոֆիլի անոլիտիկ լուծումը արտահայտվում է (2.5) տառչին կարգի, ոչ դժպին զիֆերենցիալ հալոսարկումով, որը նպատակահարմար է լուծել հաջորդական մոտեցումների մեթոդով: Վերջում բերվում է ընդլայնական պրոֆիլի մեկ մասնավոր դեպքի հաշվարկում հունի ոլորանում:

ЛИТЕРАТУРА

1. Koechlin R. Mecanisme de l'eau et principes generaux pour l'etablissement d'usines hydroelectriques. Paris, 1924.
2. Шаукин В. А. Нечные основы орошения и оросительных сооружений. ОГПЗ — Сельхозгиз, 1948.
3. Ибай-Заво Ю. А. Построение устойчивого профиля русла. «Гидротехническое строительство», № 12, 1952.
4. Розовский И. Л. К вопросу об устойчивой форме русла на изогнутости канала. «ДАН УССР», № 1, 1955.
5. Бернадский Н. М. Теория турбулентного потока и ее применение к построению течений в открытых водоемах. Материалы по гидрологии, гидрографии и подним силам СССР, вып. XXX, Госэнергиздат, 1943.
6. Похсрарян М. С. О неразрывных скоростях потока. «Известия АН Армянской ССР» (серия техн. наук), т. X, № 6, 1957.
7. Алтунин С. Т. Регулирование русел рек при подзоборе. Сельхозгиз, 1950.
8. Анян А. К. Поперечная циркуляция на порогах возовоза. Ереван, 1957.

ГИДРАВЛИКА

С. М. ИСААКЯН

ВЫБОР МЕТОДА РАСЧЕТА ГИДРАВЛИЧЕСКОГО УДАРА
В НАГНЕТАТЕЛЬНЫХ ТРУБОПРОВОДАХ НИЗКОНАПОРНЫХ
НАСОСНЫХ УСТАНОВОК

§ 1. Наиболее тяжелые условия работы нагнетательного трубопровода низконапорных насосных установок создаются при внезапной остановке насоса вследствие аварийных выключений энергии. При внезапном выключении мотора единственной энергией, продолжающей действовать в направлении движения воды вверх по трубопроводу, остается кинетическая энергия воды и маховых масс насоса и мотора.

Под влиянием потенциальной энергии и сил трения воды эта энергия быстро уменьшается, происходит понижение числа оборотов насоса. При этом падает также расход в нагнетательной трубе и, в первую очередь, в примыкающей к насосу части. В результате быстрого уменьшения расхода в нагнетательной трубе образуется волна понижения давления гидравлического удара, которая распространяется до приемного бассейна и, отражаясь от его свободной поверхности с обратным знаком, возвращается к запорному органу ввиду волны повышенного давления.

Когда число оборотов насоса падает до такого значения, что насос не в состоянии бывает преодолеть статический напор, вода сначала останавливается, а затем меняет направление движения вниз и выливается через насос. Насос начинает вращаться в обратную сторону (как турбина); это приводит к опорожнению нагнетательного трубопровода и приемного бассейна (если есть такой), что крайне нежелательно. По условиям совместной работы электромотора и насоса нежелательно также обратное вращение насоса, а для некоторых видов двигателей — и недопустимо.

Во избежание указанных последствий выключения энергии, на нагнетательной линии у насоса обычно ставится обратный клапан быстрого или медленного действия. Обратный клапан закрывается в результате прекращения подачи воды насосом и понижения давления за ним. Вернувшаяся от приемного бассейна положительная волна давления отражается от клапана без изменения знака, вследствие чего амплитуда ее удваивается. В результате создается затухающее колебание относительно статического напора.

Если пониженное давление у обратного клапана достигает давления водяных паров, что случается при низких напорах, начинается

пароотделение, а затем отрыв столба жидкости от обратного клапана. Образовавшаяся волна пониженного давления гидравлического удара распространяется вверх по трубопроводу и отражается от приемного бассейна с обратным знаком, сохраняясь в величине. При этом столб жидкости продолжает отходить от обратного клапана, и после закрытия вернувшаяся сверху положительная волна отражается с границы разрыва сплошности, как от свободной поверхности, снова изменяя свой знак, и примерно сохранившись в величине (плотности этих двух сред отличаются до 1000 раз, поэтому можно считать отражение полным).

Такое движение волны между двумя концами трубы продолжается до тех пор, пока отошедший от обратного клапана столб жидкости возвращается и заполняет полость разрежения. При этом, в момент замыкания этой полости, спускающийся столб жидкости встречается с закрытым клапаном, и кинетическая энергия этого столба внезапно превращается в потенциальную, т. е. в положительное давление. Величина этого давления зависит от величины скорости, развитой жидкостью при заполнении полости разрежения.

Движение границы разрыва сплошности вверх в общем замедленное, движение вниз ускоренное. В отличие от обыкновенных графиков давления гидравлического удара при низких статических давлениях ($h_{ст} < \frac{av_0}{g}$) минимальное значение давления гидравлического удара бывает ниже атмосферного и длится больше одной фазы, а последующее повышение давления больше предыдущей ординаты понижения давления (относительно статического) и длится одну фазу.

Такой механизм явления при низких напорах выявлен Н. Е. Жуковским [1], А. Ф. Мостовским [2], Д. Н. Смирновым [3] и др., исследования которых являются логическими и хронологическими продолжениями работ друг друга.

На рис. 1 приведен график давления опыта № 12, табл. 3 настоящей статьи, полученный в ГЭЛ ВЭНИ автором, что является хорошей иллюстрацией вышеописанного.



Рис. 1.

§ 2. Интересующая нас максимальная величина повышения давления в нагнетательном трубопроводе низконапорной насосной установки может быть получена только с учетом вышеописанного механизма явления, что вполне логично.

С такой точки зрения можно сразу заметить, что пользование формулой Н. Е. Жуковского $\Delta H_{\text{max}} = \frac{aV_0}{g}$ здесь незаконно, так как она

получена при условии сохранения неразрывности жидкости, нарушение которой является характерной чертой рассматриваемого случая.

Что касается утверждения В. М. Папина [5] о том, что при низких напорах в насосных установках максимальное давление гидравлического удара можно считать равным удвоенной величине статического напора плюс 10 метров разрежения, то надо заметить, что это представляет сугубо частный случай, когда $h_{\text{ст}} = 10$ м.

Учитывая работы А. Ф. Мостовского, Д. Н. Смирнова и др., замечаем, что наиболее полное описание этого явления получилось в решении Бержерона [4]. Последний проинтегрировал уравнение гидравлического удара графоаналитическим методом, с учетом разрыва сплошности жидкости и гидравлических потерь, которые вошли в его решение как граничные условия. Разрыв сплошности характеризуется давлением, равным абсолютному нулю; гидравлические потери определены коэффициентами потерь, имеющимися при установившемся движении. Длина полости разрежения пренебрежена по сравнению с длиной трубопровода.

По приведенным Бержероном примерам видно, что максимальное давление гидравлического удара может меняться от нуля до величин, в несколько сот раз больших статического давления, что зависит от скорости установившегося движения, статического напора установки и характеристики трубопровода.

Учитывая данные литературы о незавершенности решения задачи гидравлического удара Мостовским в низконапорных насосных установках и то, что расчетные данные Д. Н. Смирнова сильно расходятся с его же экспериментальными данными [3], попытаемся на тех же экспериментах Смирнова проверить расчет по методу Бержерона.

Для краткости изложения поместим все эти данные в табл. 1. Пример расчета опыта № 4, табл. 1, показан на рис. 2.

Таблица 1

№ опыта	Статич. напор h_0 , м	Рабочий напор h_p , м	Скорость		Максимальное давление			
			уст. дв. v_0 , м/сек	распространение волны a , м/сек	по опыту h_{max} , м	по Смирнову [3]	по Бержерону [4], м	по Жуковскому [1], м
1	28.0	53.4	0.92	950	95.0	63.4	100.0	89.0
2	28.0	44.0	0.72	1030	95.0	60.5	97.2	77.0
3	28.0	64.0	1.11	760	107.0	57.0	104.0	71.5
4	28.0	53.3	1.2	727	93.0	71.5	95.0	117.0
5	28.0	52.75	1.2	707	93.0	89.1	89.5	114.5
6	28.0	52.0	1.12	600	110.0	75.0	95.2	93.6
7	28.0	55.0	1.07	595	100.0	76.0	97.2	92.8
8	16.0	50.7	1.36	600	50.0	62.0	69.5	111.0

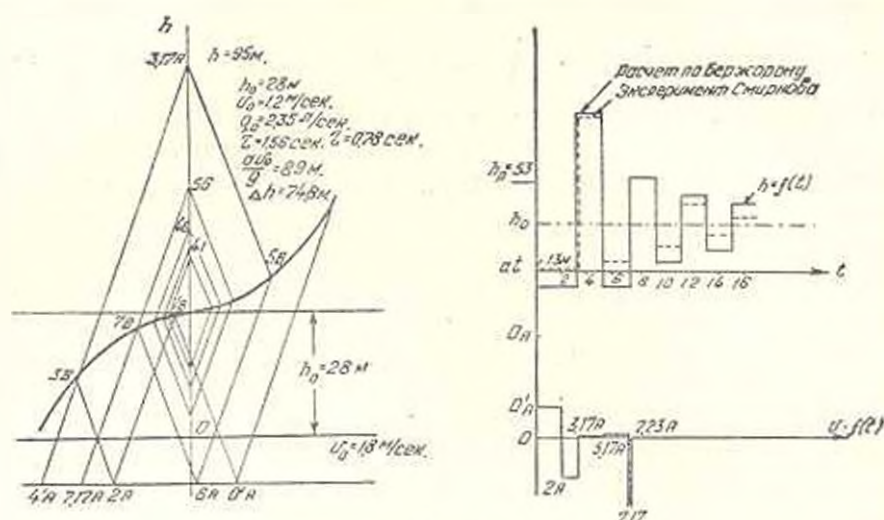


Рис. 2.

Сопоставляя цифры последних трех граф с предыдущим экспериментом, видим, что расчет по формуле Д. Н. Смирнова всегда дает заниженные значения $h_{\max}$. Расчет по Жуковскому дает отклонения в одну и в другую сторону. Расчет по Бержерону наилучшим образом совпадает с экспериментальными данными.

Для проверки элементов расчета по Бержерону, теоретические значения скорости движения границы разрыва сплошности вверх и вниз были сопоставлены с экспериментальными данными Д. Н. Смирнова (см. опыты № 1, 2, 3, табл. 1).

На рис. 3 приведены зависимости $S = f(t)$ и $h = f(t)$, заимствованные из [3], а гравий с разрешения автора публикуется впервые из

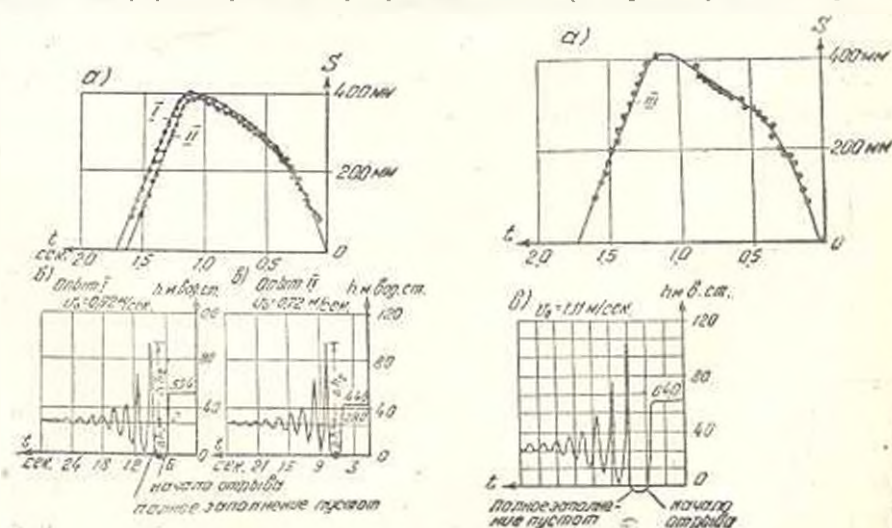


Рис. 3.

его же научного отчета, любезно предоставленного нам на пользование. По расчету скорость движения границы разрыва сплошности вверх $v_1 = 0,07$ м/сек, вниз $v_2 = 0,91$ м/сек. Эти же величины при втором разрежении: $v_1 = 0,24$ м/сек., $v_2 = 0,79$ м/сек.

По опытам № 1 и 2: $v_1 = 0,23$ м/сек, $v_2 = 0,79$ м/сек.

По опыту № 3: $v_0 = 1,11$ м/сек, $v_1 = 0,228$ м/сек, $v_2 = 0,75$ м/сек.

По данным Бержерона для этого опыта: $v_1 = 0,16$ м/сек, $v_2 = 0,79$ м/сек.

Как видим, и здесь имеется достаточно хорошее подтверждение расчета по Бержерону экспериментами Смирнова, тогда как расчет по Смирнову сильно расходится с его же экспериментами [3].

Анализ вывода расчетных формул Д. Н. Смирнова показывает, что расхождение с экспериментами является следствием предположения о постоянстве скорости движения, оторвавшейся от клапана колонны воды вверх и вниз. Такое предположение противоречит полученным Смирновым экспериментальным данным. Оно более наглядно вырисовывается при знакомстве с методом Бержерона решения задач с учетом разрыва сплошности.

Исходя из графика Бержерона, легко заметить, что предположение Смирнова о скорости отхода колонны воды от клапана:

$$v_1 = v_0 \frac{g}{a} (h_p + h_n)$$

означает, что рабочий напор установки порядка двух раз меньше давления прямого удара $\frac{av_0}{g}$. Поэтому расхождение между расчетом и экспериментами тем больше, чем больше отношение указанных величин $\frac{av_0}{g} / (h_p + 10)$.

Рассмотрев пример расчета по Бержерону, приведенный на рис. 2, видим, что гашение гидравлического удара на опыте происходит быстрее, чем по расчету. Это означает, что потери напора, рассчитанные по законам стационарного движения, меньше, чем таковые при нестационарном режиме. Такой вывод делается не впервые, но так как пока нет более рационального подхода к этому вопросу, то еще раз подчеркиваем неудовлетворенность существующего способа его расчета.

Кстати, этот пробел не особенно отражается на величину максимального давления, так как он получается в первый период нестационарного движения. Расхождение же усиливается со временем, так как ошибка расчета накладывается от фазы к фазе.

Таким образом, по методу Бержерона достаточно рассчитывается время и скорость образования полости разрежения, а также максимальное давление гидравлического удара в низконапорных насосных установках.

Учитывая работу Л. А. Эпштейна [6], замечаем, что условие $h=10$ м вакуума для кавитации не всегда законно. Давление кавитации Эпштейн получал $h=2-8$ м, и оно не устойчиво при остальных одинаковых условиях. Следовательно, условие $h=10$ м вакуума, принятое Бергероном за граничное условие при кавитации, должно внести некоторую ошибку в результаты расчетов, что будет сказываться тем больше, чем меньше статическое давление установки. С такой точки зрения необходимо установление нижнего предела напоров, при которых применение метода Бергерона допустимо.

§ 3. Опыты автора статьи, произведенные в лаборатории Водно-энергетического института АН Армянской ССР, ставились при очень малых статических напорах: $h_0=1-2$ см и $h_0=0,5-0,7$ м на экспериментальной установке, состоящей из двухдюймового трубопровода длиной 26 м, выходящей под уровень.

Прямой гидравлический удар в нагнетательном трубопроводе насосной установки с обратным клапаном (после насоса) здесь, как и в опытах Д. Н. Смирнова, воспроизводился быстрым закрытием пробкового крана, заменяющего обратный клапан. Понятно, что такая замена ухудшает условия гидравлического удара, исключая действие инерционных масс при выключении энергии мотора, однако, при значительной длине трубопровода качество явления (разрыв сплошности воды) сохраняется и при такой схеме [3].

Давление записывалось у пробкового крана с помощью майгака с пружинами разных сопротивлений. Раскол измерялся треугольным водосливом, размещенным в конце трубопровода в сбросном баке. Разные режимы создавались путем установления разных напоров в голове трубопровода.

Результаты опытов первой серии ($h_0=1-2$ см) помещены в табл. 2 вместе с расчетными величинами, полученными по методу Бергерона.

Таблица 2

№ опыта	Q м ³ /сек	u_0 м/сек	h_0 см	$h_{гр}$ см	h_p см	h_{max} м	h_{max} м	a м/сек	$\eta = \frac{h}{h_0}$	av_0 г	h_{max} по Бергерону м
1	1,3	0,661	1,67	11,9	13,57	8,5	49,0	735	4,62	49,7	49,7
2	1,5	0,765	1,95	12,0	13,95	7,5	41,5	475	3,705	37,0	43,5
3	1,65	0,842	2,25	14,5	16,75	8,0	48,5	530	4,22	45,5	44,2
4	1,75	0,893	2,37	19,4	21,77	8,5	53,5	638	4,2	54,8	54,5
5	1,1	0,561	1,25	6,8	8,05	7,5	28,0	530	3,11	30,2	29,2
6	0,5	0,336	0,01	1,8	1,79	1,5	1,25	1,6	1,25	3,3	4,5
7	1,0	0,510	1,1	7,6	8,7	4,5	10,0	203	1,63	10,55	6,3
8	0,8	0,408	0,69	4,6	5,29	2,75	13,4	416	2,22	13,7	14,0
9	1,05	0,535	1,2	7,4	8,6	2,75	7,25	149	1,53	8,15	7,7
10	0,59	0,403	0,47	3,9	4,37	2,62	4,75	171	1,50	7,05	6,9

Совпадение величины h_{max} с экспериментом в основном идеальное.

Результаты опытов второй серии ($h_0=0,5-0,7$ м) приведены в табл. 3.

Таблица 1

№ по порядку	Q л/сек	d_0 см	d_1 см	v_0 м/сек	v м/сек	$\frac{2L}{a}$ сек	$h_{уд}, м$	$h_{уд}, м$	$h_{уд}, м$	$\frac{dp_{уд}}{\rho g}$ м	$\frac{0.1 + h_{уд}}{2} = \frac{h_{уд}}{2}$ м	по Бер-жерону	
												$h_{уд}, м$	n
1	1.1	60.88	70.91	0.56	970	0.051	11.0	7.0	1.0	35.1	5.22	19.6	4
2	1.65	61.85	106.15	0.81	970	0.051	69.0	7.5	7.63	83.0	7.8	75.0	6
3	0.1	57.2	57.1	0.052	970	0.051	8.0	6.5	1.0	5.15	0.19	15.3	1
4	0.6	59.47	65.67	0.306	970	0.051	31.0	6.5	2.9	39.3	2.85	31.0	2
5	1.2	61.0	81.5	0.61	970	0.076	60.0	7.5	4.0	11.0	1.05	51.0	3
6	0.2	57.9	58.3	0.10	7.0	0.07	10.0	3.25	1.11	7.8	0.71	14.0	1
7	0.5	51.2	63.2	0.255	9.0	0.051	21.0	4.0	2.8	25.2	2.18	39.6	2
8	1.45	61.47	91.47	0.71	480	0.0595	69.0	7.5	5.87	65.1	6.25	7.0	5
9	1.7	61.87	91.87	0.87	777	0.073	87.5	7.0	5.6	69.0	6.5	89.0	6
10	1.3	61.35	92.65	0.661	870	0.06	70.0	7.0	5.35	58.8	5.51	70.0	5
11	2.7	63.12	136.12	1.375	1025	0.051	113.0	7.7	11.1	117.5	13.95	153.0	13
12	2.2	62.6	115.1	1.12	980	0.053	135.0	7.0	9.35	141.0	10.6	118.0	9
13	1.4	61.46	90.46	0.715	720	0.073	57.8	8.75	1.75	52.5	1.91	57.5	4
14	1.2	61.0	78.8	0.612	281	0.185	28.5	6.5	2.27	17.5	1.65	34.5	1

Примечание. Площадь сечения трубопровода $\omega = 0.0195 \text{ м}^2$; рабочая длина трубопровода $L = 26.15 \text{ м}$.

Здесь также в основном имеет место хорошее совпадение расчетных величин с экспериментальными как $h_{уд}$, так и n — длительности существования вакуумной зоны. Расхождение в основном получено при опытах с гонкой пружинной майгак. По опытам можно прийти к выводу, что условия разрыва сплошности, выраженное через условие $h = 10 \text{ м}$ вакуума, приемлемо для развитой кавитации и для очень малых статических давлений, так как имеется хорошее совпадение расчетных данных с экспериментом в большинстве приведенных выше случаев.

Колебание в величине скорости распространения волны удара a в эксперименте, полученное вследствие изменения содержания воздуха в трубопроводе при переходе от одного опыта к другому, учтено при расчетах, и потому не влияет на оценку точности метода расчета.

Таким образом, при принятых граничных условиях, достаточно удачно воспроизведенных на экспериментах Смирнова и Авгора, методом Бержерона решается задача гидравлического удара в низконапорных насосных установках.

Принятые нами граничные условия в расчетах соответствовали эксперименту. В натуре действуют инерционные силы насоса мотора и вращающейся массы воды, а также инерционные свойства обратного клапана, которые должны определить ход явления удара в нагнетательном трубопроводе. Пример расчета с учетом этих факторов приведен в работе Париканна [7], исследования которого также показывают, что метод Бержерона является вполне приемлемым для расчета гидравлического удара в низконапорных насосных установках.

Ս. Մ. ԻՍԱԿՅԱՆ

ՑԱՍՐ ՃՆՇՄԱՆ ՊՈՄՊԱՅԻՆ ԿԱՅԱՆՆԵՐԻ ՃՆՇՄԱՆ ԽՈՂՈՎԱԿԱՇԱՐՈՒՄ ՀԻԳՐՈՎԱԿԱՆ ՀԱՐՎԱԾԻ ՀԱՇՎՄԱՆ ՄԵԹՈԴԻ ԸՆՏՐՈՒԹՅՈՒՆԸ:

Ա մ ֆ օ փ օ ւ մ

Անխդելիություն պայմանի իրաժաման պատճառով ցածր ճնշման պոմ-
պային կայաններում հիդրավիկական հարվածի հաշվման $\Delta H_{max} = \frac{\Delta p}{\rho}$ Ն. Ե.

մոսկովսկու բանաձևը դառնում է անկիրառելի:

Կրականությունում եղած սովորների համաձայն հիդրավիկական հար-
վածի ալիս զեպըր զնահատում է տարրեր ձևերով, որոնք կրեմն տալիս են
նախիակ հակասական արդյունքներ: Ինտիմա են Խոստովսկու, Մմիրնովի,
Պապինի և Բերմերոնի հաշվման սկզբունքները, և տեսական ու փորձնական
անսովորիչ հետո զերապատություն է արված Բերմերոնի (1) մեթոդին: Բեր-
մերոնի մեթոդով հաշվամները ատոգված են Մմիրնովի 8 փորձերով և հե-
զինակի 24 փորձերով, որոնց սովալները բերված են 1, 2, 3, աղյուսակներում:
Հաշվալին ու փորձնական սովալները լալտպուն համաձայնություն մեզ են
դանվում:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Жуковский Н. Е. Исследование гидравлического удара в водопроводных трубах. Собр. соч., т. III, 1949.
2. Московский А. Ф. Исследование гидравлического удара в трубах при малых напорах. Тр. МИИТ, вып. XI, 1922.
3. Смирнов Д. Н. Исследование гидравлического удара в напорных водоподх насосных станций, 1951.
4. Bergeron L. Du coup de belier en hydraulique au coup de foudre en electricite. Paris, 1901.
5. Папан В. М. Гидравлический удар в водоподх насосных станций. М., 1951.
6. Эпштейн Л. А. Кинематика и возможность ее теоретического получения как сверхзвукового течения гипотетический жидкостин. Тр. ИАИИ, № 54, 1916.
7. Parn and G. Pressure surges at large Pump Installations, Transactions of the ASCE, v. 75, August, 1950, № 6.

ЭЛЕКТРОТЕХНИКА

Г. А. АТАНАСЯН

КРИТЕРИИ ПОДОБИЯ ВЫПРЯМИТЕЛЬНОЙ НАГРУЗКИ
ЭНЕРГОСИСТЕМЫ

Экспериментальное изучение теоретико-эксплуатационных задач электроэнергетики на динамической модели энергосистемы оправдало себя на практике [1—7]. Сооружение такой модели основано на теории физического подобия, лежащей в основе метода моделирования, который является „некоторым синтезом теоретической и экспериментальной физики“ [5].

Целью настоящей статьи является вывод критериев подобия, основывающийся на анализе дифференциальных уравнений, описывающих электромагнитные процессы в игнитронно-выпрямительной установке электрохимического завода.

Будем исходить из упрощенных дифференциальных уравнений для двух предельных случаев работы установки при переменном го-
реении двух и трех анодов одновременно [3].

В приведенных ниже исходных дифференциальных уравнениях пренебрегается активным сопротивлением обмотки трансформатора игнитрона, взаимной индуктивностью обеих половин катушки Кислера, намагничивающим током этой катушки и коэффициентом связи между этими половинками.

В уравнениях приняты следующие обозначения:

U_d — падение напряжения в дуге зажигания;

E_0 — постоянное напряжение, уравновешивающее постоянную э.д.с. в цепи выпрямленного тока;

i — мгновенное значение выпрямленного тока;

I — действующее значение тока в первичной цепи;

x_r — индуктивное сопротивление на фазу всей первичной цепи (реактора и трансформатора);

r_k — активное сопротивление этой цепи;

$E'_0 = E_0 + U_d$ — часть U_d , уравновешивающая э.д.с., индуцируемую в обмотке якоря машины, выключенной в цепь выпрямленного тока;

r — сопротивление цепи выпрямленного тока;

L — индуктивность цепи выпрямленного тока;

r_e — эквивалентное сопротивление цепи выпрямленного тока;

L_R — суммарная индуктивность первичной и вторичной цепи на одну фазу;

ψ_2 — начальная фаза э.д.с.;

t_1, t_2, t_3 — моменты времени;

τ — угол коммутации (перекрывтия).

Уравнение для случая одновременного горения двух анодов установки можно представить в следующем виде:

$$L \frac{di}{dt} + ri = E_0 + \frac{\sqrt{3}}{2} E_m \sin \left(\omega t - \psi_2 + \frac{\pi}{6} \right) = 0. \quad (1)$$

Аналогично уравнение для случая одновременного горения трех анодов установки:

$$L \frac{di}{dt} + ri = E_0 + \frac{3}{4} E_m \sin \left(\omega t + \psi_2 \right) = 0. \quad (2)$$

На рис. 1 приведена схема включения вентилей установки.

На рис. 2 представлены кривые выпрямленного напряжения при $m = 3$, $m = 6$, $m = 12$ в режимах выпрямителя.

Как видно из рис. 1, в натуре работают 24 вентиля, а в модели — 3.

Критерии подобия различных режимов работы

А. Работа с бесконечно большой индуктивностью в цепи выпрямленного тока ($L = \infty$).

Уравнение режима одновременного горения двух анодов

$$\frac{x_1 x_2}{x_1} \frac{dJ}{dt} + x_2 R J = x_2 E_0 + \frac{\sqrt{3}}{2} \frac{x_2 x_2}{x_1 x_1} + E_m \sin \left(\omega t - \frac{x_2}{x_1} - \frac{x_2}{x_1} \frac{\pi}{6} \right) = 0. \quad (3)$$

Масштабные коэффициенты при всех членах полученного дифференциального уравнения для получения подобия должны быть равны взаимно.

Отсюда получаем следующие безразмерные величины:

$$\frac{x_1 x_2}{x_1} = 1(A); \quad \frac{x_2}{x_1 x_1} = 1(B); \quad \frac{x_2 x_2}{x_2 x_1} = 1(B). \quad (4)$$

Полученные безразмерные величины преобразуются в следующие критерии подобия линейных электрических цепей ртутно-выпрямительной установки:

$\frac{\omega L}{r} = \text{idem}$ — критерий электромагнитных и электрических скоростей;

$\frac{E_0}{ri} = \text{idem}$ — дополнительный критерий, по которому отношение элек-

тромагнитной мощности выпрямительного агрегата к потерям мощности в активном сопротивлении этой цепи должно быть одинаково у оригинала и модели. Это условие служит для определения масштабов;

$\omega t = \text{idem}$ — определяющий критерий гомотехности.

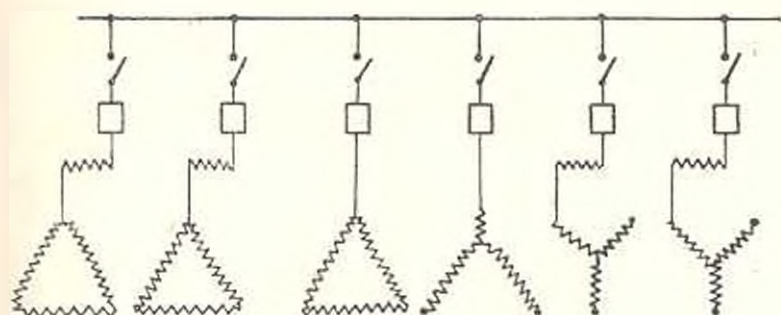


Схема соединения первичной стороны

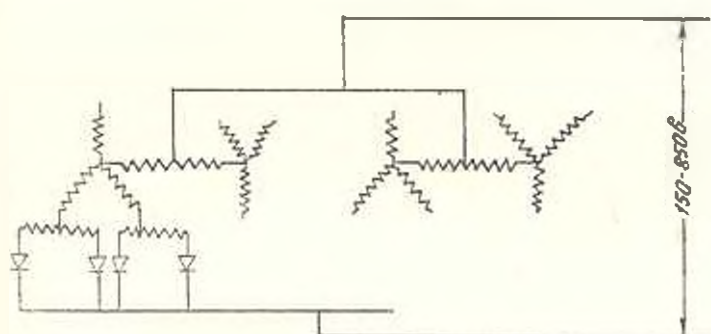


Схема соединения вторичной стороны

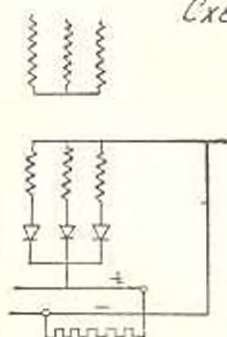


Схема соединения 3-х вентилей агрегата лабораторной установки

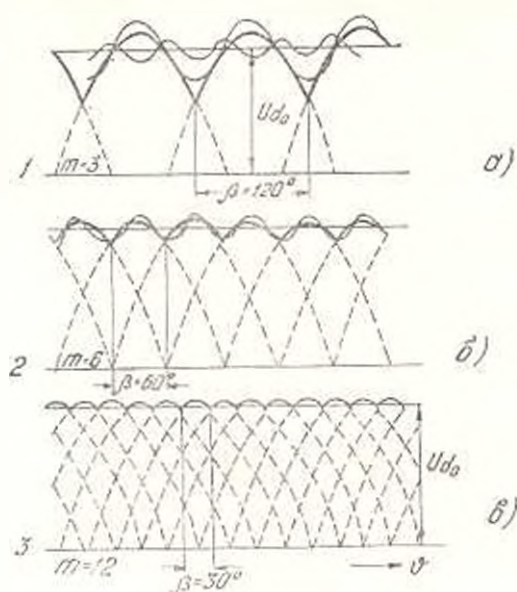


Рис. 2.

Рассмотрим режим одновременного горения трех анодов.

На рис. 2 представлена последовательность моментов загорания отдельных анодов. Из этого рисунка видно, что одновременно горят три анода в интервале времени $t_1 - t_3$.

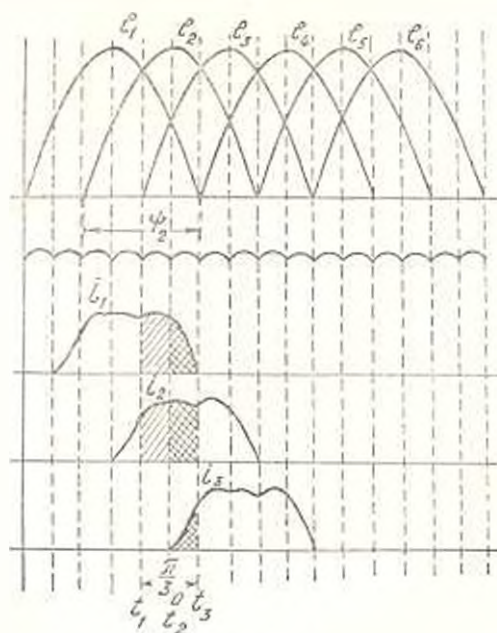


Рис. 3.

Из размерного дифференциального уравнения (2) с помощью масштабных коэффициентов получается безразмерное уравнение;

$$\alpha_L \frac{\alpha_1 L dI}{\alpha_i dt} + \alpha_r R I + \alpha_e E_m - \frac{3}{4} \alpha_r \alpha_m \alpha_e E_m \sin(\omega t + \psi_2) = 0, \quad (5)$$

Теперь выпишем безразмерные масштабные комплексы:

$$\frac{\alpha_L \alpha_1}{\alpha_r \alpha_i} = 1 (A); \quad \frac{\alpha_r}{\alpha_r \alpha_i} = 1 (B); \quad \frac{\alpha_r \alpha_m \alpha_e}{\alpha_r \alpha_e} = 1 (B).$$

Полученные безразмерные комплексные величины преобразуются в следующие критерии подобия:

$\frac{\omega L}{r}$ — idem — критерий электромагнитных и электрических скоростей;

$\frac{E_m}{r i}$ — idem — дополнительный критерий для определения масштабов;

ωt — idem — критерий гомохронности.

Б. Полное отсутствие индуктивности в цепи выпрямленного тока [$L = 0$].

Дифференциальное размерное уравнение для случая режима горения двух анодов имеет вид:

$$\frac{L_0}{r} \frac{di}{dt} + r i - E_m \sin\left(\omega t + \psi_2 + \frac{\pi}{6}\right) = 0, \quad (6)$$

Уравнение режима горения трех анодов имеет вид:

$$\frac{3}{8} L_0 \frac{di}{dt} + r i - E_m \sin(\omega t + \psi_2) = 0, \quad (7)$$

где L — индуктивность первой фазы первичной стороны агрегата.

Вышеприведенные размерные дифференциальные уравнения могут быть перенесены в безразмерные, в предположении, что $\omega t = 1$, а $E = 0$. Полученные безразмерные комплексные величины преобразуются в следующие критерии подобия:

Режим горения двух или трех анодов:

$\frac{\omega L_0}{r}$ — idem — критерий электромагнитной и электрической скоростей.

ωt — idem — критерий гомохронности.

Критерии, приведенные в таблице, являются определяющими. Представленные критерии ртутно-выпрямительной нагрузки могут быть использованы при проектировании модели ртутно-выпрямительной нагрузки динамической модели лаборатории энергосистемы.

Հ. Ռ. ԱՔԱՆԱՍՅԱՆ,

ԷՆԵՐԳՈՍԻՍՏԵՄԻ ՈՒՂԴԻՉԱՅԻՆ ԲԵՌԻ ՆՄԱՆՈՒԹՅԱՆ ԿՐԻՏԵՐԻԱՆԵՐԸ

Ա մ փ ո փ ու մ

Էներգոսիստեմների բաղադրատեսակ բեռների մոդելացման հարցը, ինչպես հայրենական, այնպես էլ արտասահմանյան գրականության մեջ բոլորովին քննարկված չէ և այն դեռ մնում է չլուծված:

Ենթկա հոգվածում նպատակ է դրվում միայն լուծելու էներգոսիստեմներում եղած ուղղիչային բեռի մոդելացման հարցը՝ ելնելով բնդհանուր մոդելացման տեսությունից:

Համաձայն այդ տեսության, ամենից առաջ հարկավոր է պտնել ուղղիչի էլեկտրամագնիսական պրոցեսի նմանության կրիտերիաները:

Կիրառելով Մ. Պ. Կաստենկովի և Լ. Ռ. Նեյմանի կողմից մշակված դիֆերենցիալ հավասարումները, հոգվածում դիտվում են ուղղիչի աշխատանքի երկու սահմանային դեպքեր. այն է՝

1. Ուղղիչի հոսանքի շղթայում տնենք անվերջ մեծ ինդուկտիվություն:

2. Այդ շղթայում ինդուկտիվությունը դերո է:

Ուղղիչի աշխատանքի այդ երկու սահմանային դեպքերի համար դիֆերենցիալ հավասարումներից մասշտաբային մեթոդով որոշվում են համապատասխան կրիտերիաները՝ երկու կամ երեք անոդների միաժամանակ վառման դեպքում: Այդ նմանության կրիտերիաները դասավորվում են երեք աղյուսակներում, որպեսզի օգտագործվեն ապագայում ուղղիչային բեռի մոդելի նախագծման համար:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Веников В. А. Критерии подобия электромеханических явлений и их применение к моделированию электросистем. Журн. "Электричество", № 4, 1945.
2. Костенко М. П. и Трейман Г. Н. Моделирование электрических машин и трансформаторов при экспериментальном исследовании устойчивости параллельной работы электростанций. Труды ЛПИ, вып. 1, 1946.
3. Костенко М. П., Нейман Л. Р. и Глазалевиц Г. Н. Электромашинные процессы и системах с мощными выпрямительными установками. Изд. АН СССР, 1948.
4. Веников В. А. Применение теории подобия и физического моделирования в электротехнике, М., Госэнергоиздат, 1947.
5. Эйзенсон Л. С. Моделирование. "Советская наука", М., 1952.
6. Атанасян Г. А. и Палин Х. Р. Динамическое моделирование гидроэнергосистем. "Известия АН Армянской ССР", т. II, № 4, 1949.
7. Веников В. А. и Иванов-Смоленский А. В. Физическое моделирование электрических систем. М., Госэнергоиздат, 1956.
8. Веников В. А. Некоторые вопросы применения подобия при моделировании электрических систем. "Известия ОН АН СССР", вып. 1, 1951.
9. Елизарова Н. В. Задачи научных исследований по изучению режимов работы гидроэнергосистем и их автоматического регулирования. "Известия АН Армянской ССР" [серия ФМЕТ наук], № 1, т. VI, 1953.

ТЕПЛОТЕХНИКА

Լ. Դ. ԿՍԼՅԱՆ

ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ ГОРЕНИЯ ЗОЛЬНОГО ТОПЛИВА
В НИЗКОТЕМПЕРАТУРНОЙ ОБЛАСТИ

1. С теоретических позиций тепловой режим горения рассматривается в теории элементарных процессов горения, где объектом исследования является индивидуальная частица топлива и чаще углерода.

Считая размеры частицы сравнительно небольшими, допускают, что ее поверхность горения изотермична и равнодоступна к диффузии.

Упрощающим допущением является также принятие закона химического реагирования по первому порядку. Математическая трактовка задачи, которая облегчается этими и другими подобными допущениями, имеет цель отыскать: а) значения режимных параметров, поддерживающих устойчивое горение на данном уровне, и б) критические условия перехода процесса из одной области в другую, сопровождаемый воспламенением или потуханием. Количественные соотношения базируются на двух исходных уравнениях:

$$Q_1 = Q_2, \quad (1)$$

$$\frac{dQ_1}{dT} = \frac{dQ_2}{dT}, \quad (2)$$

где Q_1 — количество выделенного тепла на единице поверхности в единицу времени;

Q_2 — количество отведенного тепла с единицы поверхности в единицу времени.

На основании (1, 2) и пользуясь рядом математических упрощений, Д. Франк-Каменецкий получил основные соотношения для гетерогенных реакций первого порядка [1].

В известных нам работах рассматривается только беззольное топливо (беззольный кокс). Однако с практической точки зрения значительный интерес представляет изучение теплового режима горения зольного топлива.

Процесс горения зольного топлива весьма сложен и еще недостаточно изучен. Мнения о степени влияния зольности на процесс горения весьма противоречивы [2], хотя всеми признается, что нарастающий зольный слой должен оказать определенное воздей-

стние как на условия диффузии реагирующего газа, так и на условия теплообмена от этой (реакционной) поверхности.

2. Напишем уравнение теплового баланса для единицы поверхности горения зольного топлива (рис. 1.) Для самого общего случая его можно представить в таком виде [3]:

$$K_{\text{эф}} c_{\text{O}_2} q = K (T_r - T_0), \quad (3)$$

где $K_{\text{эф}}$ — эффективная константа скорости реакции;

c_{O_2} — концентрация кислорода в окружающей среде;

q — тепловой эффект реакции;

K — коэффициент теплопередачи, характеризующий теплоотвод от горячей поверхности в окружающую среду;

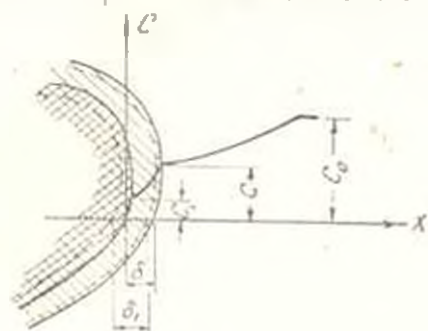


Рис. 1. Схема горения зольного топлива. δ — толщина топливного слоя в момент времени t ; δ_1 — толщина зольного слоя через промежуток времени Δt .

T_r — температура горения, которую считаем равной температуре газа у реакционной поверхности;

T_0 — температура окружающей среды.

Эффективная константа скорости реакции зависит от химического (кинетического $\frac{1}{K^*}$), и от диффузионных (внешнего $\frac{1}{\beta}$ и зольного слоя $\frac{1}{\beta_1}$) сопротивлений.

Таким образом, если не учитывать внутреннего реагирования, т. е. считать, что реагирующий газ не проникает во внутрь частицы топлива, величину $K_{\text{эф}}$ можно определить по формуле [3]:

$$K_{\text{эф}} = \frac{1}{\frac{1}{K^*} + \frac{1}{\beta} + \frac{1}{\beta_1}} = \frac{K^* \beta \beta_1}{K^* \beta + K^* \beta_1 + \beta \beta_1}, \quad (4)$$

где K^* — константа скорости реакции, $\frac{1}{\text{сек}}$ (или м/сек);

β — коэффициент газотдачи для внешней диффузии, $\frac{\text{м}^2}{\text{м}^2 \text{сек}}$;

β_1 — коэффициент газотдачи для диффузии через зольную оболочку, $\frac{\text{м}^2}{\text{м}^2 \text{сек}}$.

В частных случаях, в зависимости от соотношения кинетических и диффузионных сопротивлений, величина $K_{\text{эф}}$ может принимать более простой вид.

3. В самом общем случае тепловой поток от горящей поверхности направляется к внешней поверхности зольной оболочки путем теплопроводности, конвекции и лученспускания грехатомных газов и далее от внешней поверхности зольной оболочки к окружающей среде путем коннекции и лученспускания (рис. 2).

Таким образом, коэффициент теплопередачи в общем случае примет такой вид:

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1 + \alpha_2 + \alpha_3} + \frac{1}{\alpha + \alpha_4}} \quad (5)$$

Представленные коэффициенты теплоотдачи учитывают:

α_1 — теплопроводность зольной оболочки, причем

$$\alpha_1 = \frac{\delta}{\lambda_2},$$

где δ и λ_2 — соответственно толщина зольного слоя и коэффициент теплопроводности золы (шлака);

α_2 — теплоотдача конвекцией в зольном слое;

α_3 — теплоотдача лученспусканием грехатомных газов внутри зольного слоя;

α — теплоотдача конвекцией от внешней поверхности зольной оболочки к окружающей среде и

α_4 — лученспускание в окружающую среду от внешней поверхности зольного (шлакового) слоя.

Выражение [9] только приближенно отражает сложную картину теплоотдачи при горении зольного топлива.

По мере выгорания куска топлива постепенно увеличивается толщина зольного слоя, уменьшаются внешние размеры куска, изменяются температуры на граничных поверхностях T и T_1 и т. д.

Если зола весьма пористая, ее оболочку можно рассматривать как некоторую жидкую среду, эффективное термическое сопротивление которой $\left(\frac{1}{\alpha_3}\right)$ эквивалентно действительному сопротивлению зольного слоя;

$$\frac{1}{\alpha_3} = \frac{1}{\alpha_3 + \alpha_1} \quad (6)$$

При невысоком температурном уровне горения можно пренебречь лученспусканием, тогда

$$K = \alpha_{3\phi} = \frac{\alpha_3^*}{\alpha + \alpha_3^*} \quad (7)$$

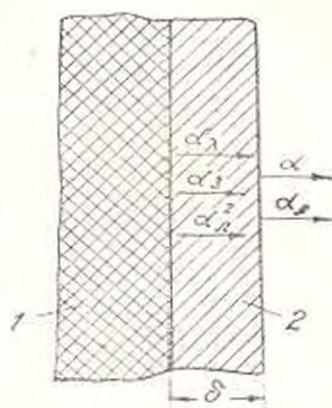


Рис. 2. Схема теплоотвода зольного топлива, 1 — топливо, 2 — зола.

Фигурирующие здесь величины можно найти из следующих уравнений:

$$\alpha = \frac{Nu\lambda}{d}, \quad (8)$$

$$\alpha_2 = \frac{Bi\lambda_2}{\delta}, \quad (9)$$

В этих выражениях:

Nu — критерий Нуссельта;

Bi — критерий Био;

λ — коэффициент теплопроводности продуктов горения;

λ_2 — " " " " " зола;

δ — толщина золыного слоя;

d — характерный размер частицы.

Если, наоборот, золыная оболочка обладает низкой пористостью (шлак), можно считать доминирующим теплопроводность, тогда:

$$\alpha_2^2 = \alpha_2 + \alpha_1, \quad (10)$$

$$\frac{\lambda_{20}}{\delta} = \alpha_2 + \frac{\lambda_2}{\delta}, \quad (11)$$

при невысоких температурах, пренебрегая лученспусканием, получим:

$$K = \frac{1}{\frac{\delta}{\lambda_2} + \frac{1}{\alpha}} = \frac{\alpha\lambda_2}{\lambda_2 + \delta\alpha}. \quad (12)$$

Граничным значениям коэффициента теплоотвода K будут соответствовать условия в начале горения, когда $\delta = 0$, и условия, близкие к полному выгоранию, когда $\delta = d$.

В начальной стадии горения, когда $\delta = 0$, независимо от ожидаемой структуры золыного слоя, согласно (5),

$$K = \alpha + \alpha_2. \quad (13)$$

В конечной стадии горения, согласно (17, 18 и 19) и считая $d \sim \delta$, получим для очень пористой золы:

$$K = \frac{1}{\delta} \cdot \frac{1}{\frac{1}{Nu\lambda + \alpha_2\delta} + \frac{1}{\lambda_2(Bi + 1)}}. \quad (14)$$

Пренебрегая лученспусканием ($\alpha_2 = 0$) для низкотемпературной области горения, получим:

$$K_{d-1} = \frac{1}{\delta} \cdot \frac{1}{\frac{1}{Nu\lambda} + \frac{1}{\lambda_2(Bi + 1)}}. \quad (15)$$

Для низкопористой золы (шлак), согласно (10 + 12), получим:

$$K_{d-1} = \frac{1}{\frac{\delta}{\lambda_{20}} + \frac{1}{\alpha + \alpha_1}}. \quad (16)$$

4. Рассмотрим тепловой режим горения зольного топлива во внутри кинетической области. Как известно, она характеризуется низким температурным уровнем и соответственно низкой интенсивностью процесса.

Поэтому как внешнее диффузионное сопротивление, так и диффузионное сопротивление нарастающего зольного слоя оказываются намного меньшими, чем химическое сопротивление, т. е.

$$\frac{1}{K^*} \gg \frac{1}{\beta} \text{ и } \frac{1}{K^*} \gg \frac{1}{\beta_1}.$$

В результате этого можно полагать, что концентрации реагирующего газа (кислорода) в среде, на поверхности частицы и на самой реакционной поверхности, равны, т. е.

$$c = c_i = c_0.$$

Согласно (4),

$$K_{\text{эф}} = K^*,$$

т. е. с точки зрения интенсивности горения, а значит и тепловыделения, наличие зольного слоя в рассматриваемой области существенно не оказывает. Однако условия теплоотвода несомненно зависят как от толщины зольного слоя, так и от его структуры. А это значит, что тепловой режим горения для этой области определенным образом зависит от монотонно нарастающего зольного слоя.

Таким образом, имея в виду [3], тепловой баланс для единицы реакционной поверхности зольного топлива для рассматриваемой области напишется в таком виде:

$$K_0 e^{-\frac{E}{RT_i}} c_0 q = k(T_i - T_0). \quad (17)$$

Пользуясь методом Франк-Каменецкого [1], разложим показатель экспоненты $-\frac{E}{RT_i}$ в ряд по степеням разности $T_i - T_0$ и отбросим члены высшего порядка. Получим:

$$e^{-\frac{E}{RT_i}} = e^{-\frac{E}{RT_0}} \cdot e^{-\frac{E}{RT_0} (T_i - T_0)}.$$

Обозначая

$$\frac{E}{RT_0} (T_i - T_0) = \Theta, \quad (18)$$

уравнение теплового баланса напишем в таком виде:

$$K_0 e^{-\frac{E}{RT_0}} e^{-\Theta} c_0 q = k(T_i - T_0). \quad (19)$$

Учитывая, что, согласно (18), $T_i - T_0 = -\frac{\Theta}{\frac{E}{RT_0}}$ и обозначая безразмерный комплекс величин

$$\frac{1}{K} \cdot \frac{E}{RT_a} K_0 e^{-\frac{E}{RT_0}} c_0 q = \Delta, \quad (20)$$

получим

$$\Delta e^{\Theta} = \Theta, \quad (21)$$

Уравнение (21) дано в параметрической форме. Таким образом, аналитическое исследование теплового режима горения зольного топлива сводится к отысканию двух безразмерных параметров Θ и Δ . Для определения критических условий воспламенения и потухания, продифференцируем, согласно (2), последнее уравнение

$$f(\Theta)' = e^{-\Theta}(1 - \Theta) = 0, \quad (22)$$

откуда

$$\Theta_{кр} = 1,$$

а из (21) получим, что

$$\Delta_{кр} = \frac{1}{e}. \quad (23)$$

Таким образом, критические значения режимных параметров являются:

$$\Theta_{кр} = 1 \text{ и } \Delta_{кр} = \frac{1}{e}.$$

Подставляя значение $\Theta_{кр} = 1$ в уравнение (17), получим:

$$T_{кр} = T_0 + \frac{RT_a}{E}. \quad (24)$$

Последнее совпадает с приближенным значением температуры воспламенения, полученным Н. Н. Семеновым для малых значений температуры окружающей среды [4].

Одно единственное значение критической температуры показывает, что в рассматриваемой области можно ожидать только воспламенение, т. е. скачкообразный переход от окисления к видимому горению. На рис. 3 изображена изомозависимость режимных параметров Θ и Δ . Безразмерный параметр Δ достигает своего максимального значения $\frac{1}{e}$ при $\Theta = 1$. Что функция $f(\Theta)$ при $\Theta = 1$ имеет максимум, может быть доказано обычным путем:

$$f(\Theta)' = \frac{\Theta - 2}{e^{\Theta}} = \frac{1 - 2}{e} = -\frac{1}{e},$$

так как $-\frac{1}{e} < 0$, то при $\Theta = 1$ $f(\Theta)$ имеет максимум.

Область устойчивых температур ограничивается значениями парамет-

ров $\theta < 1$ и $\Delta < \frac{1}{e}$. Последние, в свою очередь, являются функциями ряда величин: E , K_0 , q , c_0 , T_0 , R , T_i и K , в той или иной степени оказывающих влияние на интенсивности тепловыделения и теплоотвода.

С точки зрения влияния зольной оболочки на тепловой режим горения наибольший интерес представляют температура горячей поверхности T_i и коэффициент теплопередачи K . Значения величин

E , K_0 , q , c_0 и R для данного топлива могут считаться постоянными.

Из уравнений (19), (20), (23) и (24) для температуры воспламенения получим новое выражение:

$$T_{ikp} = T_0 + q c_0 K_0 e^{-\frac{E}{RT_0}} \frac{e}{K}, \quad (25)$$

величина $K^* c_0 q = \Theta_0$ есть удельное тепловыделение (в $\frac{\text{ккал}}{\text{см}^2 \cdot \text{сек}}$) при температуре окружающей среды T_0 .

Поэтому уравнение (25) можно написать в таком виде:

$$T_i = T + \Theta_0 \frac{2,7}{K}. \quad (26)$$

При данной неизменной температуре окружающей среды и для данного вида топлива температура воспламенения зависит только от условия теплоотвода, т. е. значения K .

Из выражения (25) можно получить и критическое значение коэффициента теплопередачи, характеризующее условия теплоотвода в момент воспламенения:

$$K_{кр} = K_0 c_0 e^{-\frac{E}{RT_0^2}} q \frac{E}{RT_0^2} \cdot e = \Theta_0 \frac{2,7}{\Delta T_{кр}}, \quad (27)$$

где $\Delta T_{кр} = T_i^{кр} - T_0$, есть разогрев реакционной поверхности в момент воспламенения.

При низкопористой золе, согласно (11 и 12), получим критическое значение толщины зольного слоя в таком виде:

$$\delta_{кр} = \frac{\lambda_3}{\frac{1}{\frac{\Delta T_{кр}}{2,7\Theta_0} - \frac{1}{\alpha}} - \alpha_3}. \quad (28)$$

При постоянной температуре окружающей среды воспламенение может наступать и при значительной толщине зольного слоя, если

разогрев поверхности (ΔT) достигнет высокого значения или при высоких значениях критерия B_i (согласно 9, 11, 28).

При пористой структуре зольной оболочки можно, пользуясь (7), получить критическое значение эффективного коэффициента теплоотдачи зольного слоя

$$\alpha_{кр}^2 = \frac{1}{\frac{2,7 \theta_0}{\Delta T_{кр}} - \frac{1}{\alpha}}. \quad (29)$$

Воспользовавшись выражением (9) для $\alpha_{кр}$, получим и для этого случая критическое значение толщины зольного слоя

$$\delta_{кр} = B_i \lambda_s \left(\frac{2,7 \theta_0}{\Delta T_{кр}} - \frac{1}{\alpha} \right), \quad (30)$$

т. е. в противоположность предыдущему случаю, при пористой структуре зольного слоя, критическая толщина зольного слоя обратно пропорциональна разогреву поверхности при воспламенении.

Для определения стационарных значений температуры реакционной поверхности θ_i нужно решить уравнение (21), разложив его в ряд.

Ограничиваясь первыми 4 членами ряда, получим

$$\theta_i^3 + 3\theta_i^2 - 6\theta_i \left(\frac{1}{\Delta} - 1 \right) + 6 = 0,$$

и считая, что из трех корней два совпадают, можно написать:

$$\theta_{12} = \pm \sqrt{\frac{2}{\Delta} - 1} - 1. \quad (31)$$

Как видно из (31), при $\Delta_{кр} = \frac{1}{e} \approx 0,37$

$$\theta_{кр} = \sqrt{4,4} - 1 \approx 1,09.$$

Небольшое расхождение в значении $\theta_{кр}$ объясняется тем, что учитываются только первые четыре члена ряда.

Значения стационарных температур проще определить графическим путем. Искомые температуры определяются как абсциссы точек пересечения кривой $y = \Delta e^x$ с прямой $y = \theta$. Из рис. 4 хорошо видно, что при $\Delta > 0,37$ (например при $\Delta = 0,4$) стационарное горение отсутствует.

Чем ниже значение параметра Δ , тем выше уровень стационарных температур. В соответствии с (29) заключаем, что при одинаковых условиях (начальная температура и концентрация реагирующего газа), чем выше приведенный коэффициент теплопередачи, тем ниже значение безразмерного параметра Δ или выше устойчивая температура.

Уравнение теплового баланса зольного топлива в рассматривае-

мой области горения можно представить без предварительного упрощения, согласно (17), в таком виде:

$$\Delta e^{-\frac{1}{\theta_i}} = \theta_i - \theta_0, \quad (32)$$

где введены следующие обозначения:

$\theta_i = \frac{RT_i}{E}$ — безразмерная температура горячей поверхности;

$\theta_0 = \frac{RT_0}{E}$ — безразмерная температура окружающей среды.

$$\Delta = \frac{\alpha}{K} = \frac{K_0 c_0 q R}{E K} \quad (33)$$

здесь

$$\alpha = \frac{K_0 c_0 q R}{E}, \quad (34)$$

Так как для данного конкретного вида топлива величины K_0 , c_0 , q , R и E можно считать приближенно постоянными в процессе его горения, то значение Δ зависит главным образом от условия теплоотвода (K) и его можно назвать безразмерным параметром теплоотвода.

Определение точных значений стационарных температур аналитическим путем, из уравнения (32), весьма сложно. Проще и точнее уравнение (32) решить графическим путем (рис. 5), как систему из двух уравнений.

Тщательное изучение кривых, представленных на рис. 5, показывает, что кризисные явления отчетливо обнаруживаются лишь при:

$$\theta_0 \geq 0,1; \theta_i \geq 0,11 \text{ и } \Delta \leq 5,0.$$

При малых значениях $\theta_0 = 0,02 \div 0,1$ точки пересечения обеих кривых почти совпадают со значением θ_0 , т. е. отсутствует разогрев поверхности.

Как видно из рис. 5, чем меньше величина θ_0 , тем при более высоких значениях Δ возможны стационарные уровни горения. Высокие значения параметра Δ для данного вида топлива указывают на слабый теплоотвод от горячей поверхности.

Учитывая, что в среднем для обычно используемых топлив $E = 20000 \div 40000 \frac{\text{ккал}}{\text{моль}}$, $R = 2 \frac{\text{ккал}}{\text{моль}}$, можно ориентировочно считать, что область внутрикинетического горения характеризуется безразмерными параметрами $\theta_0 = 0,015 \div 0,06$ и $\theta_i = 0,02 \div 0,2$.

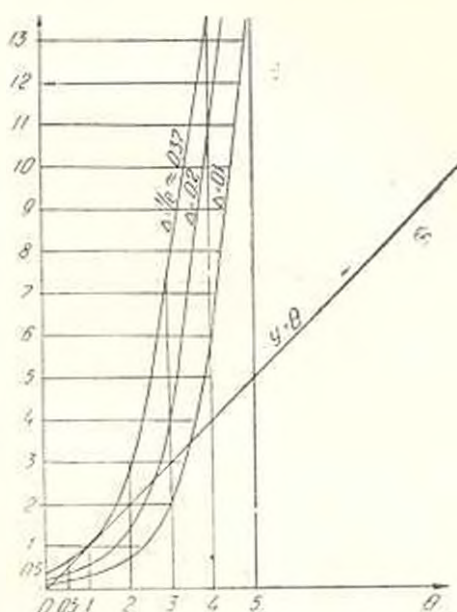


Рис. 4. Графическое определение стационарных температур на основании уравнения 21.

Из анализируемой фигуры 5 видно, что в указанных пределах кривые $\Theta_1 - \Theta_0$ и $\Delta e - \Theta$ имеют единственные точки пересечения, что характеризует безкризисный характер процесса. Для различных уровни

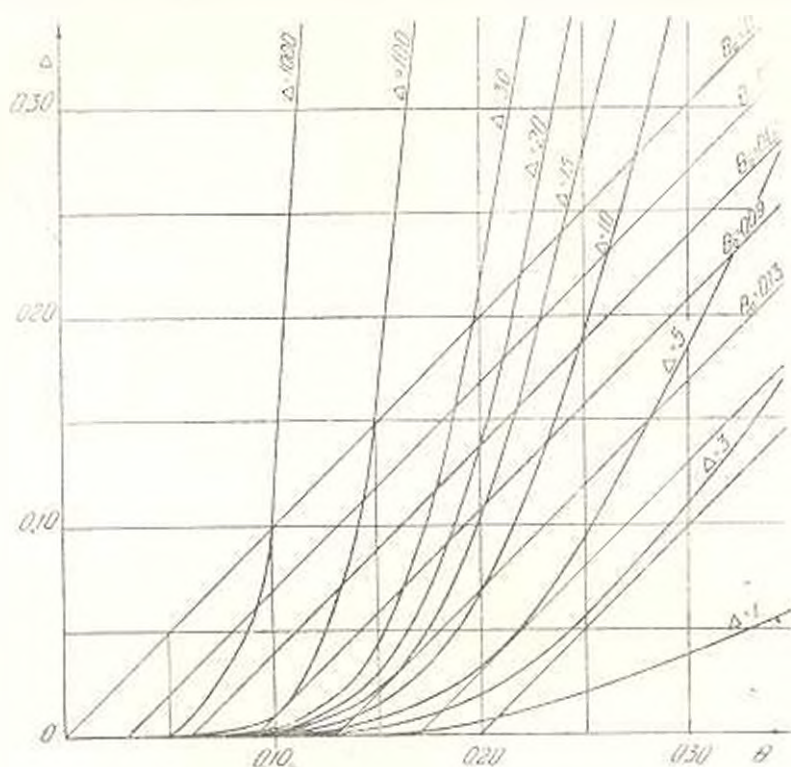


Рис. 5. Графическое определение стационарных температур точным методом.

горения можно ожидать (характеризуемый двумя точками пересечения) при $\Theta_0 > 0,1$ и $\Delta < 50$. Если считать, что практический $\Theta_1 \leq 0,2$, то величина Δ для этого уровня колеблется в пределах 50-3. Для каждого значения параметра Δ имеется определенная величина безразмерной начальной температуры Θ_0 , больше которой исключается существование стационарных уровней горения и наступают критические явления (кривые $\Theta_1 - \Theta_0$ имеют точки касания с кривой $\Delta e - \Theta$).

Так, для $\Delta = 50$ стационарные уровни возможны до $\Theta_0 < 0,1$, а критическое значение последней

$$\Theta_0^{cr} = 0,1.$$

Чем ниже температура окружающей среды Θ_0 , тем при более значительной величине Δ (т. е. при наименьшем теплоотводе) возможны явления воспламенения.

Величины критических параметров, найденных согласно рис. 5, использованы для построения кривых рис. 6. По рис. 6, для каждого значения Θ_0 существует одно единственное значение $\Delta = \Delta_{кр}$, выше которого стационарное течение процесса не возможно.

На основании рис. 5 и 6, построена зависимость стационарных температур Θ_1 от режимного параметра Δ для различных значений Θ_0 (рис. 7). Пунктирная линия, соединяя вершины кривых Θ_1 , делит всю область стационарных температур на две части: устойчивую (нижняя область) и неустойчивую (верхняя область).

Здесь же представлены кривые $K = f(\Delta)$, что дает возможность определить стационарные уровни процесса и критические условия воспламенения непосредственно по известному значению коэффициента теплопередачи A и безразмерной температуры окружающей среды.

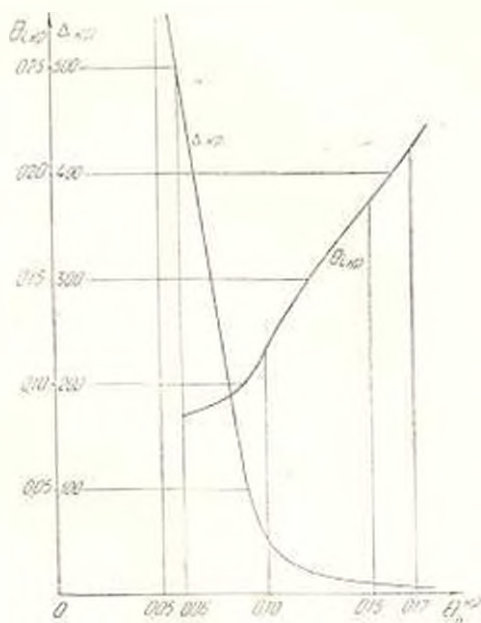


Рис. 6. Взаимозависимость критических параметров.

Если из экспериментальных данных известна закономерность нарастания толщины зольного слоя по времени [5], то окажется возможным для любого момента времени после начала процесса определить величину δ (рис. 8), а по ней и для заданного коэффициента теплоотдачи α (от внешней поверхности к окружающей среде), безразмерный параметр Δ . Далее, по найденному значению Δ и заданной безразмерной величине температуры окружающей среды Θ_0 находится стационарная безразмерная температура горячей поверхности Θ_1 и наконец по ней для заданного топлива (т. е. для величины E) и действительная стационарная температура. Точно так же можно определить и критическое значение всех этих величин, которые обуславливают воспламенение и переход в диффузионную область горения.

Резюмируя кратко все вышесказанное, можно установить, что:

1. Как приближенным, так и точным методом получены уравнения теплового баланса зольного топлива в параметрической форме.

Влияние зольности топлива на тепловой режим горения в области низких температур выражается через безразмерный параметр теплоотвода Δ . Возможные устойчивые уровни горения, как и критические условия воспламенения, оказываются функциями 2 безразмер-

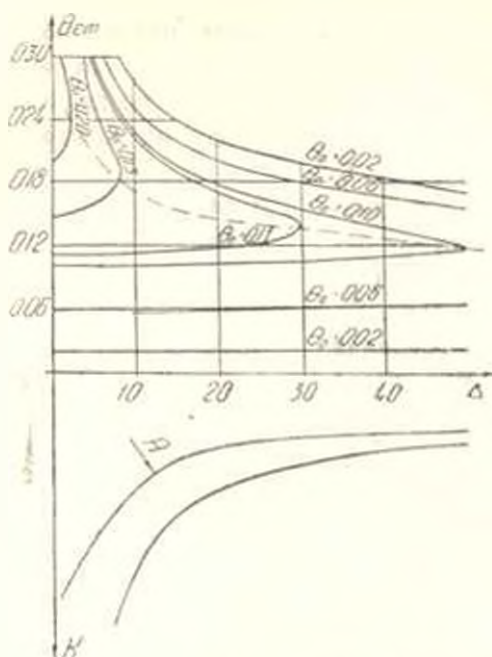


Рис. 7. Зависимость стационарных температур от режимных параметров.

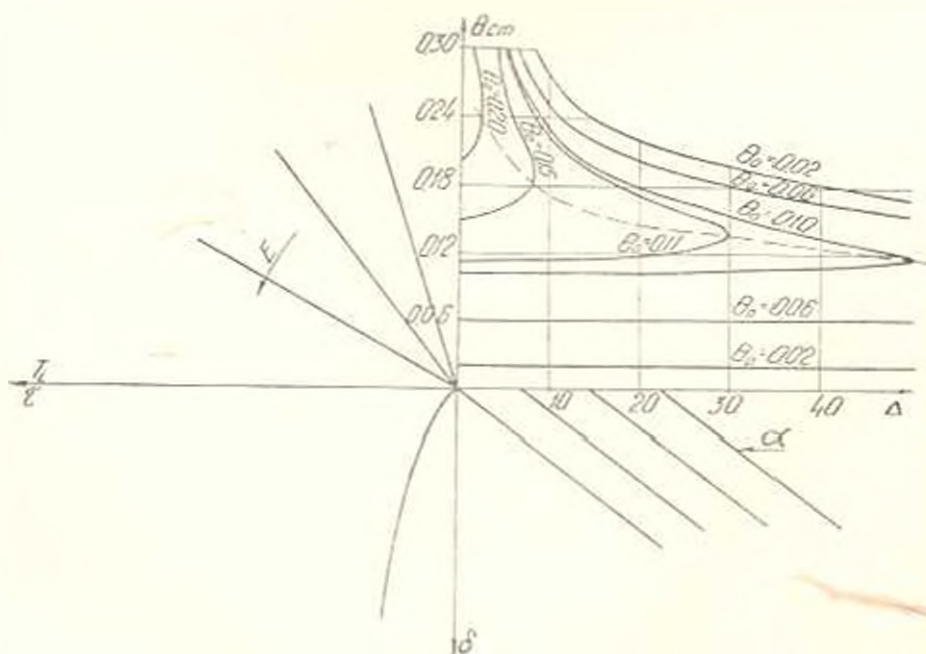


Рис. 8. Примерная номограмма для определения стационарных и критических температур.

ных параметров Θ_0 (начальная температура) и Δ , и легко находятся графическим путем.

2. Базируясь на уравнении теплового баланса и на схематическом представлении теплоотвода от горящей поверхности зольного топлива, получен ряд зависимостей, которые дают возможность в первом приближении оценить значения толщины и физической структуры (плотности) зольной оболочки на критические условия воспламенения.

Взаимозависимость режимных параметров и физических величин, характеризующих теплоотвод для зольного топлива, наглядно иллюстрируется приведенными графиками.

3. Реальность всех полученных зависимостей обусловлена тем, насколько точно можно определить безразмерный параметр теплоотвода Δ . Последний, в свою очередь, в основном зависит от коэффициента теплопередачи K' (от горящей поверхности к окружающей среде), так как остальные величины L , K_0 , R , ϵ_0 , q и т. д. для каждого данного случая могут быть заданы.

Количественная оценка величины K может производиться опытным путем и связана с большими трудностями.

Всесоюзный политехнический институт
им. Карла Маркса

Поступило 15 III 1958

Մ Ն Գ ՈՒՆՈՒՄ

ՄԱՌԱԹԱՏ ՎԱՌԱԿԵՐ ԱՅՐՄԱՆ ԶԵՐՄԱՅՈՆ ՌԵՅԻՄԵՐ ԶԱՄԵՐ ԶԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆՆԵՐԻ ԹԱԳԱՎԱՌՈՒՄ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

Այրման պրոցեսում աստիճանաբար աճող մոխրի շերտը որոշակի ազդեցություն է գործում ինչպես այրման ինտենսիվության, նույնպես և այրման պրոցեսի կալանության վրա: Ուսումնասիրության նպատակն է եղել որոշել:

ա) տվյալ ջերմային մակարդակի վրա կալուն այրումն ապահովող ուժի մեծությունը պարամետրերի նշանակությունը և բ) բոցավառման (կամ մարման) կրիտիկական պայմանները:

Փանակախոն առնչությունները հիմնվում են (1 և 2) երկնետալին հաստատությունների վրա:

Ինչպես մոտավոր, նույնպես և ճշգրիտ մեխոլոգներով ստացված են մոխրառատ փառելիքի այրման ջերմային բալանսը բնութագրող հաստատություններ՝ զամր ջերմաստիճանային բնագավառի համար (21 և 32):

Այդ հաստատություններում այրման ջերմային ուժի մեծությունները բնութագրող մեծությունները չափում չունեցող մեծություններ են: Այդ բնագավառում մոխրի թաղանթի ազդեցությունը այրման ուժի մեծ վրա արտահայտվում է ջերմանցման, չափում չունեցող Δ պարամետրի միջոցով (20 և 33):

Այրման հնարավոր կալուն մակարդակները և բոցավառման կրիտիկական պայմանները, երկու պարամետրերի ֆունկցիան են հանդիսանում՝ Θ_0 (սկզբնական ջերմաստիճան) և Δ :

Ջերմանցումն ալրվող փառելիքից շրջապատին կախված է նրա մոխրի շերտի հաստությունից և հատկապես ալր շերտի ֆիզիկական կառուցվածքից: Մի շարք թուլատվածների օգնությամբ ստացված են բանաձևեր, որոնք հնարավորություն են տալիս որոշելու ջերմափոխանցման գործակցի՝ K մոտավոր նշանակությունը, կախված մոխրի շերտի հաստությունից՝ նրա խիստ ծակոտիկն և խիտ (խարամ) վիճակների համար (7, 12, 15, 16):

Հիմնվելով ալրման ջերմային բալանսի և ալրվող մակերևույթի ու շրջապատի միջև տեղի տեղից ջերմափոխանակության սխեմատիկ պատկերացման վրա, ստացված են մի շարք առնչություններ, որոնց օգնությամբ կարելի է գնահատել մոխրի թաղանթի և նրա ներքին կառուցվածքի ազդեցությունը բուցավառման կրիտիկական պայմանների վրա:

Ալրման կալան մակարդակների, ինչպես և կրիտիկական պարամետրերի որոշման համար կիրառված գրաֆիկ մեթոդը հնարավորություն է տալիս որակական լրիվ պատկերացում ստանալ ալրման ջերմային ռեժիմի հետ կապված երևույթների մասին:

Ստացված առնչությունները ղեկեն հաշվալի են նշանակություն ունենալ չեն կարող, քանի որ ջերմանցման չափում չունեցող Δ մեծությունն իր հերթին կախված է մի շարք ֆիզիկական մեծություններից, որոնց ճշտված պահանջում է իրականացնել փորձերի որոշակի սերիա:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Франк-Каменецкий Л. А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. Изд. АН СССР, 1947.
2. «Известия АН СССР», № 4, 1953.
3. Кулоян Л. Т. Влияние зольности топлива на тепловой режим горения, сборник Тр. ЕРПН, № 17.
4. Вудс Л. А. Тепловой режим горения. Госэнергоиздат, 1954.
5. Кулоян Л. Т. Экспериментальное исследование скорости горения молодых видов многозольного топлива различной плотности. «Известия АН Армянской ССР», т. VII, вып. 4, 1955.

СТРОИТЕЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Х. А. ТОХМАХЯН

О ПРОЧНОСТИ РАБОЧИХ ШВОВ БЕТОНИРОВАНИЯ

В гидротехнических сооружениях рабочие швы бетонирования являются наиболее слабым местом. Через эти швы обычно фильтрует вода. С необходимостью замоноличивания стыков мы встречаемся в сборном строительстве.

Нами изучена прочность сцепления старого затвердевшего раствора со свежим. Были изготовлены бруски сечением 7×7 см, длиной 21 см, с двумя поперечными швами, и монолитные, бесшовные (эталонные).

Изготовление образцов с двумя швами производилось следующим образом. По середине металлического образца (формы) устанавливался заранее изготовленный кубик из раствора с размерами ребер в 7 см. Затем в форму заливался раствор.

Укладка свежего раствора в форму производилась путем вибрации на лабораторном вибростолнике в течение 15 секунд; часть брусков изготавливалась вручную, штыкованием, без вибрирования.

Для приготовления раствора применялся портландцемент марки „400“ и речной песок, просеянный через сито с отверстиями 5 мм. Расход материала на 1 м³ раствора составлял: песка—1420 кг, портландцемента—500 кг, воды—270 литров.

Консистенция примененного в опытах раствора соответствовала осадке конуса СтройЦНИЛ 6 см. Изготовленные образцы с момента снятия их из форм и до испытания хранились во влажных опилках, при температуре воздуха порядка 24—26°С.

Испытание растворных брусков на изгиб было произведено по схеме, показанной на рис. 1.

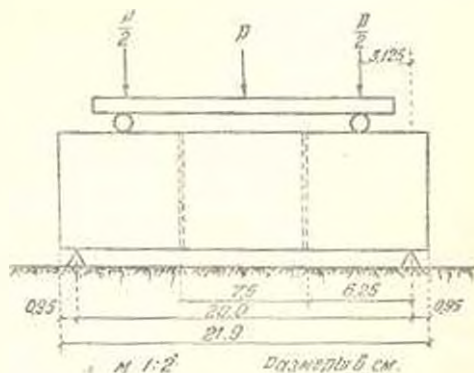


Рис. 1.

Результаты испытания первой серии из 36 растворных брусков

приводятся в табл. 1, где за 100% принята прочность монолитных (бесшовных) растворных образцов.

Таблица 1

Характеристика образцов	Предел прочности сцепления в шве при изгибе в кг/см ²				R_1/R_2
	Вибрационная укладка		Укладка питкованием		
	R_1	%	R_2	%	
Бесшовный растворный образец (эталон)	99,0	100	99,0	100	
Образцы с двумя швами (рис. 1) с возрастом среднего растворного кубика 21 часа	89	99	57	58	1,56
То же, 168 часов	82	82	61	60	1,36
То же, со средним пропаренным растворным кубиком	56	56	42	42	1,34

Предел прочности сцепления в шве при изгибе вычислялся по формуле $R = M/W$.

Результаты испытания показывают, что предел прочности шва на сцепление при вибрации получается примерно на 30% больше, чем при ручной укладке раствора. Результаты испытаний, произведенных автором в этом направлении, показаны на рис. 2. Эти результаты подтвер-

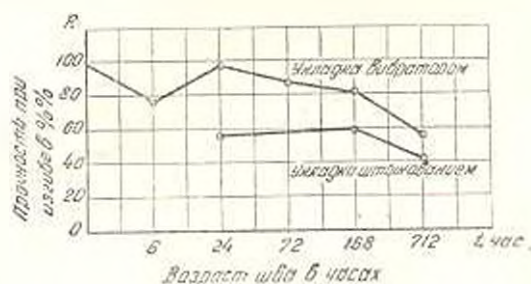


Рис. 2.

ждается также другими экспериментаторами [1]. Кстати говоря, прочность кирпичной кладки из крупных блоков вибрационного изготовления получилась в два раза больше прочности кладки, возведенной обычным способом [2], так как при вибрационной укладке прочность и плотность швов

кладки значительно улучшаются [3]. Учитывая, что вибрационный метод заполнения швов дает наилучший эффект, в опытах второй серии применялась только вибрационная укладка раствора. В этой серии опытов изучалась прочность шва, начиная с конца схватывания цемента и до 28-дневного возраста старого раствора.

Изучались следующие виды обработки поверхности старого раствора:

- промывка поверхности старого раствора водой;

б) промывка поверхности старого раствора водой и последующее покрытие поверхности цементным тестом;

в) очистка поверхности старого раствора от цементной пленки металлической щеткой и последующая промывка поверхности водой;

г) очистка поверхности старого раствора от цементной пленки металлической щеткой, промывка водой и последующее покрытие поверхности цементным тестом.

Испытанию на изгиб были подвергнуты 120 брусков сечением 7×7 см, длиной 21 см. Способ изготовления этих брусков был такой же как и для предыдущей серии образцов.

Результаты испытания второй серии образцов приводятся в табл. 2.

Таблица 2

Средние результаты испытания брусков на изгиб

Характеристика образцов раствора	Предел прочности сцепления в шве при изгибе кг/см ²							
	Виды обработки поверхности старого раствора							
	а)		б)		в)		г)	
	R	%	R	%	R	%	R	%
Бесшовный брусок (эталон)	98	100	98	100	98	100	98	100
Брусок с двумя швами со средним растворным кубиком в возрасте 6 часов	37	38	69	71	52	53	76	77
То же, в возрасте 24 часов	40	38	43	42	68	66	96	98
То же, в возрасте 72 часов	15	15	31	30	37	38	89	89
То же, в возрасте 168 часов	15	15	27	27	25	25	82	82
То же с пропаренным средним кубиком	—	—	—	—	—	—	56	56

Опыты показали, что прочность сцепления в шве получается наиболее высокой в случае, когда перерыв между сроками укладки старого и нового раствора составляет 6—24 часа.

Нанесение цементного теста на поверхность старого раствора повышает прочность на сцепление в два и более раза. При снятии с поверхности старого раствора цементной пленки прочность на сцепление значительно увеличивается, что в основном следует объяснить шероховатостью контакта между поверхностями старого и нового растворов. Наилучшие результаты получаются при удалении с поверхности старого раствора цементной пленки, промывании поверхности водой и последующего нанесения цементного теста. При этом виде обработки поверхности старого раствора, прочность шва составляет 0,9—0,95 прочности бесшовных, эталонных образцов. Любопытно отметить, что в двух образцах, поверхности которых были обработаны этим способом, при испытании разрушились не по шву, а по основному сечению.

Из анализа результатов испытания можно установить, что прочность брусков, у которых возраст среднего растворного кубика к моменту изготовления бруска составлял 24 часа, была больше прочности аналогичных образцов с возрастом среднего кубика в 6 часов. Это можно объяснить тем, что в растворном кубике 6-часового возраста очистка поверхности металлической щеткой нарушала структуру раствора в большей мере, чем в растворном кубике в возрасте 24 часов.

Отметим, что в работе [2], по нашему мнению, делается неправильное заключение в отношении того, что насечка поверхности бетона сильно снижает прочность шва, а нанесение цементного теста не дает заметного эффекта в отношении прочности сцепления шва.

На основании опытов нами рекомендуются растворные швы в каменной кладке и в монолитизируемых сборных бетонных и железобетонных конструкциях, там, где это возможно, осуществлять с применением вибрирования [3]. Действующие технические условия [4] рекомендуют поверхность ранее уложенного бетона перед бетонированием очистить от грязи, цементной пленки и увлажнить. В дополнение к этому нами рекомензуется поверхность старого бетона покрыть цементным тестом примерно "нормальной густотой", а свеженegotовленный бетон, привыкший к старому, укладывать с применением вибрирования.

Аргидроэнергострой.

Поступило 5 VII 1958

Ե. Լ. ՔԱՆԻՍԿՅԱՆ

ԲՆՏՈՆԱՅԻՆ ՇԻՆԱՐԱՐԱԿԱՆ ԿԱՐԵՐԻ ԱՄՐՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա մ փ ո փ ու մ

Շինարարական կարերը ստացվում են, երբ ախ կամ ախ պատճառներից գրգռված բնտոնային աշխատանքն ընդհատվում և որոշ ժամանակից հետո նորից շարունակվում է:

Հիդրոտեխնիկական կառուցվածքներում ջրթափանցման համար ամենաթույլ տեղը համարվում է շինարարական կարը (հին և նոր բնտոնի միացման տեղը): Ամրացված բնտոնի և նրան կցվող թարմ բնտոնի շաղկապման ամրութունից է կախված կառուցվածքների հետագա լավ աշխատանքը:

Այս հոլովածում արծարծվում է ամրացված շաղախի (բնտոնի) և նրան կցվող թարմ շաղախի (բնտոնի) շաղկապման ամրության ուսումնասիրության արդյունքները լուրրուստոր պայմաններում:

Փորձերը ցույց են տվել, որ ամրացված և թարմ շաղախի շաղկապման ամրութունը կախված է ամրացված շաղախի մակերևույթի մշակումից, նրա հասակից և թարմ բնտոնի տեղագրման (լցման) եղանակից:

Եթե ամրացված շաղախին տեղադրվում է թարմ շաղախը վերրատրոփ, ապա շաղիապման ամրութիւնն ստացվում է ավելի ամուր, քան ձեռքով տեղադրվածի դեպքում:

Ամրացված և թարմ շաղախի շաղիապման ամրութիւնն ստացվում է մոնոլիտ շաղախի ամրութեան (ձգումը ծռման մաստնակ) 90—95 տոկոսի չափ, երբ ամրացված շաղախի հասակը փոքր է, հաճախ մակերևութից հեռացվում է ցեմենտի բարակ շերտը (մետաղյա խողանակով), բխցվում ջրով, լցվում նորմալ թանձրութիւն ունեցող ցեմենտի խմորով 1—1,5մ հաստութեամբ և ալնուհետ տեղադրվում է թարմ շաղախը վերրատրոփ:

Ելնելով վերոհիշյալ լարդատոփ փորձարկումներից, մենք նպատակահարմար ենք գտնում շինարարական կարելում թարմ շաղախի կամ բետոնի տեղադրումը իրականացնել վերրատրոփ: Պետք է նշել, որ բետոնային աշխատանքների կազմակերպման տեխնիկական պահանջներում շինարարական կարելի նկատմամբ նախատեսվում է հետաքննել ամրացրած բետոնի մակերևութից դրա ցածր ցեմենտի թաղանթը և լվանալ ջրով, որից հետո տեղադրել թարմ բետոն:

Անհրաժեշտ ենք համարում տեխնիկական պայմաններում նշված միջոցառումներից հետո բետոնի մակերևութին քսել նորմալ թանձրութիւն ունեցող ցեմենտի խմոր 1—1,5 մ հաստութեամբ, որպիսիք շաղիապման ամրութիւնն էլ ավելի բարձր ստացվի:

ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург Ш. Г. Лабораторные испытания осадонпроницаемости и прочности блочных швов бетонных сооружений. «Известия НИИГ им. Введенсена», № 56, 1956.
2. Пинцель Л. Н., Киселев Н. М., Мельников М. В. О вибрированных кладках из крупных кирпичных блоков. Журнал «Новая техника и передовой опыт и строительство», № 3, 1957.
3. Аракелян А. А. Знотнение раствором шва кладки из крупных блоков вибрированием. «ДАН Армянской ССР», т. XXV, № 5, 1957.
4. Технические условия на производство и приемку строителных и монтажных работ (ТУ 117—55), п. 141, М., 1955.

НАУЧНЫЕ ЗАМЕТКИ

Л. В. ШАХСУВАРЯН

НОВЫЙ МЕТОД ИЗГОТОВЛЕНИЯ СОСТАВНЫХ КРУПНЫХ
БЛОКОВ

Исследования кладок из естественных камней показали возможность уменьшения толщины стен для жилых зданий средней этажности до 30—40 см. Однако при возведении стен из камней неправильной формы толщиной менее 50 см возникают затруднения технологического характера, приводящие к ухудшению качества кладки, а также к уменьшению ее прочности. В строительной практике встречаются стены, возведенные из миксовой кладки толщиной 40—45 см. В этом случае вместо трехслойной кладки имеем «склеенную» между собой раствором кладку из двух слоев. Испытанием [1] на сжатие двухслойной кладки толщиной 47—48 см установлена их удонстворительная прочность. Подобные результаты гарантируют получение двухслойной кладки еще большей прочности при применении такой технологии возведения, которая, помимо обеспечения получения требуемой прочности кладки, облегчает ее возведение.

Предлагаемые составные крупные блоки из штучных камней в виде однослойной и двухслойной кладок уменьшенной толщины должны способствовать сборному строительству.

Двухслойные или однослойные кладки, или большие блоки из этой кладки, под названием «составные блоки» (рис. 1), имеют вертикальные и горизонтальные растворные швы. Прочность кладки, возведенной из естественных вулканических туфов на растворах литой консистенции, сравнительно выше прочности подобных кладок с растворами пластичной консистенции [1, 2, 3]. Горизонтальные швы, выполненные литым раствором, по своей прочности могут несколько уступать вертикальным швам, также заполненным раствором литой консистенции. При вертикальном шве оба контакта, входящие в соприкосновение с раствором, находятся в одинаковых условиях, с точки зрения напора и давления, а также отдачи воды из раствора камню, количества осевших и прилипавших мелких частиц нижущего и т. д. Вследствие указанных явлений, а также в дальнейшем в процессе вызревания раствора в шве, снова обеспечиваются идентичные условия для обоих контактов.

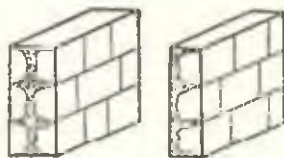


Рис. 1.

В случае горизонтального шва, при заполнении последнего литым раствором, в первый момент раствор приходит в соприкосновение с нижним камнем и это продолжается до тех пор, пока раствор полностью заполнит шов. В этот промежуток времени, из-за чрезвычайно интенсивного впитывания камня воды из раствора, нижний камень может сравнительно больше поглотить воду, вместе с этим у нижнего контакта окажется больше мелких частиц нижущего, а также больше песка в результате его оседания (особенно, если применена более жидкая консистенция растворов на тяжелом песке, а также, если горизонтальный шов неодинаковой и, вообще, большой толщины и т. д.), поэтому у нижнего контакта получится сравнительно плотный и прочный слой раствора. С другой стороны, так как у нижнего контакта больше аккумулязированной воды по сравнению с верхним контактом условия вызревания раствора, а также сцепление между раствором и нижним контактом (каменем) сравни-

тельно улучшаются. Наоборот, эти же обстоятельства ухудшают условия сцепления раствора с камнем у верхнего контакта. Вследствие сказанного такая кладка, особенно при работе на изгиб, имеет низкие показатели.

Необходимо указать и на другой фактор, отрицательно влияющий на прочность горизонтального шва. Перед заполнением горизонтального шва литым раствором швы с наружных сторон закрываются пластичным раствором глубиной до 5—6 см. Стало быть, горизонтальный шов на 20—25% осуществляется пластичным раствором. Уже было отмечено, что прочность кладки при применении пластичного раствора значительно уменьшается по сравнению с литым раствором, так что в данном случае имеет место снижение прочности кладки из-за неравнопрочности и различной упругости примененных в одном и том же шве растворов разных консистенций. Влияние сравнительно слабого сцепления между туфовым камнем и пластичным раствором по отношению к литому раствору еще сильнее выражается при работе на изгиб [3]. Часто сцепление в верхнем контакте между камнем и пластичным раствором почти полностью отсутствует, что приводит к заметному уменьшению момента сопротивления кладки.

Данные рассуждения приводят к заключению, что при возможности лучше иметь в туфовой кладке большее количество вертикальных заливных швов, которые как уже было описано, могут стать сравнительно более прочными, чем соответствующие горизонтальные швы, при использовании одних и тех же растворов в одинаковых условиях. Этому требованию довольно хорошо отвечают туфовые кладки, полученные из составных (однослойной и двухслойной) крупноблочных систем. В этом случае имеется возможность всю кладку отдельного блока возводить только вертикальными швами.

Принцип технологии возведения однослойного или двухслойного составного блока состоит в следующем. Полученные из карьера штучные камни слегка обрабатываются, им придается вид параллелепипеда. Размеры этих штучных камней не отличаются от размеров примененных в мидисовой кладке камней. Важно лишь, чтобы толщина камня не превышала установленной толщины составного однослойного блока. Обработанные камни укладываются на ровном и горизонтальном основании (бетонная площадка, утрамбованный грунт, песок и др.) в деревянной рамке (рис. 2) и подучечные при этом вертикальные швы заполняются литым раствором. Раствором и мялкой хитрым разравнивается вся верхняя поверхность блока.

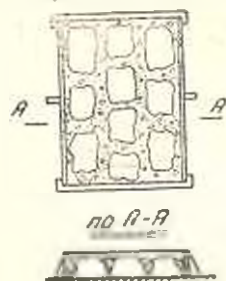


Рис. 2.

После того как блок приобретает необходимую прочность, что в зависимости от марки раствора и химических ускорителей может продолжаться от 1 до 3 суток, его можно применить для кладки стен.

Подобным образом возводятся и составные блоки из двухслойной кладки (рис. 3). Каждый из слоев осуществляется в горизонтальном положении, лишь с той разницей, что в этом случае швы заполняются не до верхней поверхности

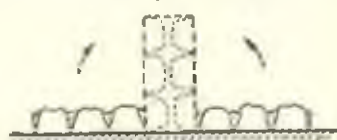


Рис. 3.

камней, чем обеспечивается в дальнейшем, при заливке соединяющего вертикального шва между двумя слоями кладки, большая площадь сцепления. С другой стороны, полученные «растрированные зубы» улучшают работу двухслойной кладки на сдвиг параллельно самим слоям в вертикальном и горизонтальном направлениях. Когда два отдельных слоя набирают достаточную прочность, попеременно их набоек ставят в вертикальное положение друг против друга. Создающийся вертикальный шов между слоями (толщиной 5—6 см) заполняется раствором снова литой консистенции. Таким образом, соединения или как бы «склеивая» две половинки однослойной кладки, получаем крупный составной блок двухслойной кладки.

Как видно из данной технологии изготовления составных блоков, независимо от того, что некоторое количество расторных швов в блоке в дальнейшем окажется в положении горизонтальных швов кладки, все равно они будут иметь одинаковую с пертикальными швами прочность из-за идентичности условий заливки, вырезания и других факторов, отмеченных выше.

При подобной технологии возведения крупных составных блоков из трех раз-
меров блока ограничиваются только толщиной, находящаяся в пределах 20—40 см. При толщине блока 20—30 см конструктивно целесообразно иметь однослойную кладку. При толщине 30—45 см блок получается в виде двухслойной кладки. Составные блоки толщиной более 45 см также целесообразны, так как в этом случае ширина соединяющего между собой два слоя кладки пертикального расторного шва получается довольно-таки большим (больше 10 см), что с точки зрения прочности нежелательно.

Для проверки возможности получения составных крупных блоков из штучных камней, в виде однослойной и двухслойной кладки, были предприняты описанные ниже опыты, где в качестве эталона были приняты образцы из кладки „мидис“.

Из легкого бетона (марки „150“) изготавливались модели штучных камней в масштабе 1:5*. Тыльная сторона и постели модельных камней изготавливались в соответствии с натурой. После трехмесячного вымачивания бетона камни были использованы для кладки модельных составных блоков. Образцы в виде столбиков высотой 60 см имели поперечное сечение, у двухслойных и мидисовых образцов — 10×20 см и для однослойной кладки — 8×20 см. При изготовлении блоков одно-
слойной и двухслойной кладки придерживались описанной выше технологии возведения. Отдельные слои возводились в горизонтальном положении в деревянной опалубке. Было изготовлено по 3 образца однослойной и двухслойной кладки на растворе марки „25“, составом $1_{\text{ц}}:1,3_{\text{ш}}:1,8_{\text{п}}$, легкой консистенции, с погружением конуса СтройНИИЛ 4 — 10 см, а также 3 образца двухслойной кладки на растворе марки „50“ (состав $1_{\text{ц}}:0,5_{\text{ш}}:1,5_{\text{п}}$, с погружением конуса — 10 см). Подбором двух разных составов раствора преследовалась цель выяснить влияние прочности раствора на прочность двухслойной кладки.

Было изготовлено 3 модельных образца кладки „мидис“ на растворе марки „25“. Исходя из существующей технологии возведения кладки, раствор назначался пластичной консистенции (конус 7—8 см), а внутренний слой, так называемый хибро-растворный, заливался жидким раствором (конус 11—12 см).

Все модельные образцы первоначально испытывались на изгиб, по схеме однопролетной балки с одной сосредоточенной силой.

В дальнейшем части 6 лок испытывались на сжатие.

Результаты испытаний образцов на изгиб и сжатие приведены в таблице и виде средних величин по данным испытания кладки различных систем.

Анализируя результаты испытания, можно заметить, что при одинаковой марке раствора „25“ однослойная и двухслойная кладки соответственно на 15 и 25% прочнее кладки „мидис“. Разумеется качество сцепления между раствором и камнем лучше выявляется при изгибной работе кладки, нежели при сжатии. Это явно видно из результатов испытания на изгиб, когда однослойная и двухслойная кладки показали прочность в 2 и больше раза больше чем мидисовая кладка. В двухслойной кладке, при повышении марки раствора от „25“ до „50“, прочность образцов при изгибе увеличилась больше чем в два раза, и то же время прочность сжатия увеличивается всего на 20%. Сравнительно большую прочность при изгибе у однослойных образцов можно объяснить тем, что в растянутой зоне оказался растворный слой, напоминающий по структуре бугораствор.

Испытания показали, что напряжения, соответствующие появлению видимой

* Результаты опыта следует рассматривать как качественную оценку соотношений ангора, так как не используются критерии подобия. Прим. редактора.

Таблица 1

Система кладки	Марка раствора	Испытание на изгиб				Испытание на сжатие			модуль деформации
		разрушающий момент кг/см	момент сопротивления сеч. с.м ³	напряжение при разруш. кладки σ_1 кг/с.м ²	разрушающая нагрузка кг	площадь попереч. сечения с.м ²	напряжение при		
							первой трещине σ_2 кг/с.м ²	разрушения σ_3 кг/с.м ²	
Одослойная	25	1210	222	5,4	2460	159	14,4	15,5	0,9
Двухслойная	25	550	309	1,8	3160	191	13,5	16,6	0,8
	50	1250	304	4,1	3560	182	19,5	19,5	1,0
„Мидис“	25	270	295	0,9	2560	190	10,8	13,5	0,9

трещины, у образцов однослойной кладки выше, а у образцов двухслойной кладки равны напряжениям мидисовой кладки.

Полученные сравнительно большие прочности сжатия и изгиба у образцов однослойной и двухслойной кладок по сравнению с мидисовой являются характерными и закономерными. Это есть результат применения тех улучшающих технологических приемов при возведении составных блоков однослойной и двухслойной кладок, которые обеспечивают получение более качественных растворных швов, что в свою очередь повышает прочность кладки. Приведенные в начале статьи рассуждения о возможности получения сравнительно большой прочности туфовой кладки при наличии максимального количества вертикальных заливных швов подтвердились не только испытанием модельных образцов, но также испытанием на сжатие натуральных образцов крупных составных блоков, осуществленных двухслойной кладкой.

Институт стройматериалов и сооружений

Министерства строительства Арийской ССР

Поступило 20 V 1958

ЛИТЕРАТУРА

1. Мамиджания А. М. О новом решении кладки из туфа (завтореферат), Ереван, 1952.
2. Степанян В. А. Нормальное сцепление раствора с камнем, Ереван, 1952.
3. Шахгуварян Л. В. Динамическая прочность шва кладки при изгибе. Тр. координационного совещания по сейсмостойкому строительству, Ереван, 1956.

В. Г. ЕГНАЗАРЯН

НАПРЯЖЕНИЕ АРМАТУРЫ МЕТОДОМ ЭЛЕКТРОНАГРЕВА

Основным препятствием, сдерживающим широкое применение в строительную практику напряженно армированных изделий, является сложность процесса натяжения арматуры, требующая наличия на заводах железобетонных изделий специального оборудования.

В настоящей статье рассматривается изготовление предварительно напряженных железобетонных изделий перекрытия методом электронагрева, сущность которого заключается в том, что вместо силового натяжения арматуры используется свойство металла удлиняться при нагревании.

Потребное абсолютное удлинение стержней определяется из выражения:

$$\Delta b = \frac{\sigma \cdot l}{E} + \Delta, \quad (1)$$

где σ — расчетное натяжение в арматуре в кг/м.м^2 ;

E — модуль упругости арматуры ($E = 2 \cdot 10^4 \text{ кг/м.м}^2$);

Δ — дополнительное абсолютное удлинение, необходимое для возможности закрепления арматуры в анкерах.

С другой стороны

$$\Delta b = \alpha \cdot t \cdot l, \quad (2)$$

где α — коэффициент линейного удлинения арматуры;

t — превышение температуры стержня над температурой окружающей среды;

l — нагреваемая длина стержней в м.

В силу (1) и (2) необходимое превышение температуры стержней может быть определено из выражения:

$$t = \left(\frac{\sigma l}{E} + \Delta \right) \frac{1}{\alpha l}. \quad (3)$$

Допуская, что нагреваемые арматурные стержни являются идеальным телом, можем написать следующее известное уравнение теплового состояния тела при равномерном по времени нагревании:

$$t = t_0 \left(1 - e^{-\frac{T}{\tau}} \right) + t_{\infty} e^{-\frac{T}{\tau}}, \quad (4)$$

где t_0 , t_{∞} — перегревы, т. е. превышение температуры тела в градусах Цельсия над окружающей средой, соответственно через T секунд, вначале и установившееся;

T — постоянная времени в секундах;

e — Непперово число.

В качестве источника питания для нагрева стержней удобно использовать сварочный трансформатор дистанционного управления ТСД—1103, на силу тока 1000 ампер или, при отсутствии такового, два сварочных трансформатора типа СТЭ-34* по 500 ампер, обмотки включенные параллельно для повышения силы тока до 1000 ампер.

При принятом источнике питания арматурные стержни прогреваются до сравнительно невысоких температур, поэтому теплообмен между стержнями и воздухом главным образом будет происходить путем конвекции.

Исходя из этого, величину t_0 можно определить из следующего выражения

$$t_0 = \frac{I^2 \cdot l}{K \cdot S \cdot \alpha}, \quad (5)$$

где I — сила тока, а;

K — удельное сопротивление материала стержней, в омах м/м^2 ;

- S — поперечное сечение стержня в см^2 ;
 λ — коэффициент теплоотдачи, $\text{Вт}/^\circ\text{C см}^2$;
 S_n — поверхность охлаждения стержней, см^2 ;

Величина T может быть определена из выражения:

$$T = \frac{C}{\lambda \cdot S_n} \quad (6)$$

где C — теплоемкость тела, т. е. количество тепла в больших калориях, необходимое для изменения температуры тела на 1°C .

Подставляя в выражение (4) значения t из выражения (3), значение t_u из выражения (5) и значение T из выражения (6), получим необходимую продолжительность нагрева стержней.

Электрическая схема установки для случая использования двух сварочных трансформаторов СТЭ-31 применительно к панели междуэтажных перекрытий с предварительно напряженной арматурой [1] (рис. 1) показана на рис. 2. Для возможности использования установки для прогрева стержней различных диаметров и длины

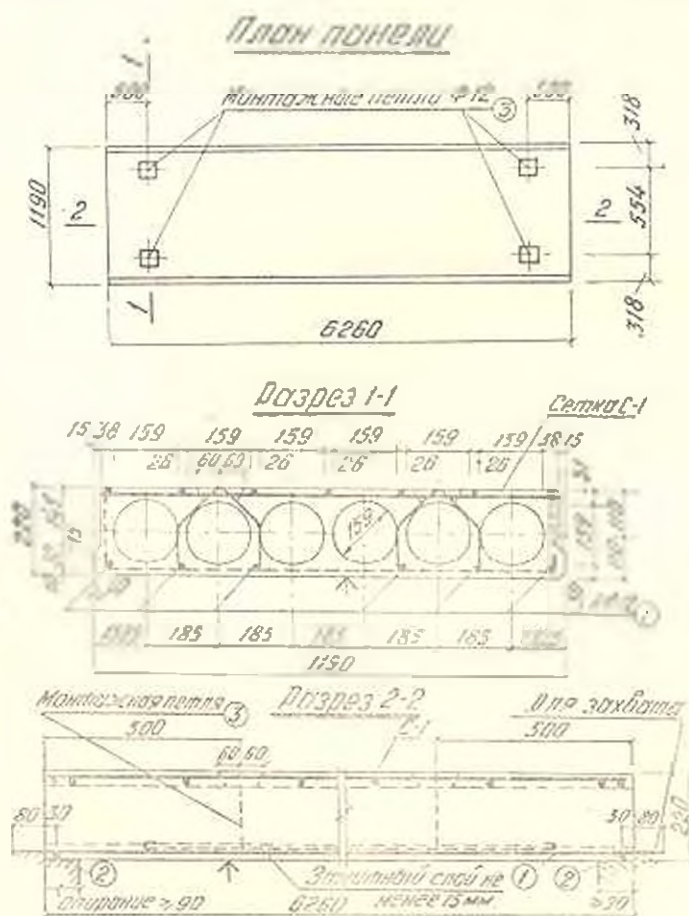


Рис. 1. Конструкция междуэтажного железобетонного перекрытия с предварительно напряженной арматурой.

в схеме предусмотрена установка дросселей трансформаторов. Дроссели включаются параллельно между собой и последовательно с разогреваемыми стержнями.

Включение установки (после замыкания рубильника) осуществляется посред-

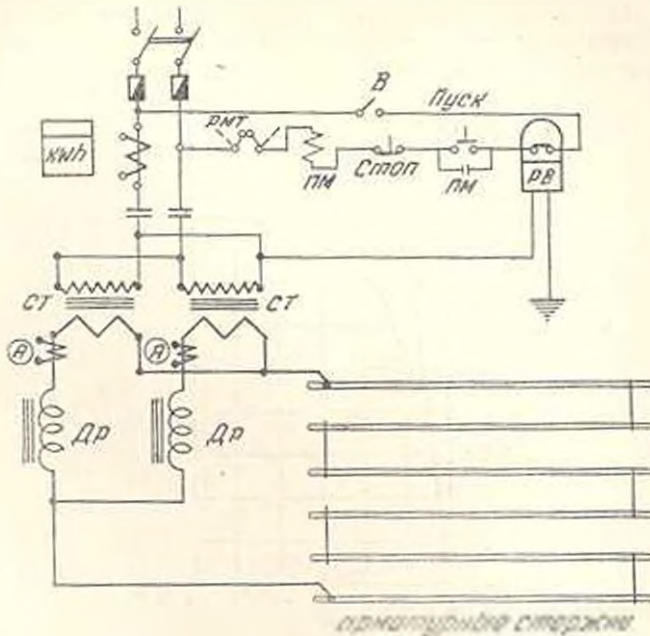


Рис. 2. СТ—спарочные трансформаторы СТЭ—34; Др—дросели на 700а; РВ—реле времени на 3 мин.

ством включателя *B* и кнопки «пуск», которые замыкают цепь катушки магнитного пускателя ПМ. Продолжительность нагрева стержней определяется установкой реле времени РВ. Возможно отключение осуществлять в функции от удлинения стержней путем установки взамен реле времени конечного выключателя.

Для возможности анкеровки стержней в форме их концы следует осадить на чеканостыковом аппарате (рис. 3) или же к их концам приварить упорные корытшки из обрезков арматуры длиной 55—60 мм или же кольца из поло- сового железа 25×5 мм.

В заключение следует указать, что при данном методе отпуск (закалка) холоднотянутой проволоки при температуре 150—400° существенно увеличивает предел текучести, прочности и выносливости стали, а также обеспечивает большое удлинение при разрыве [2]. На рис. 4 приведена диаграмма растяжения арматурного стержня периодического профиля Φ 16 мм из стали СТ-5 [3]. Отсюда видно, что упрочненный стержень после электронагрева до 300—350° в течение 60 секунд приобретает больший предел текучести и прочности, чем такой же упрочненный стержень, не подвергнутый электронагреву.



Рис. 3. Осаженный конец арматуры периодического профиля.

Поэтому можно с уверенностью утверждать, что углеродистая сталь марки СТ—5, подвергнутая упрочнению из протяжном стане после кратковременного нагрева ее до температуры 200—250°С не ухудшит, а улучшит свойства. Отсюда

следует, что характеристики и показатели панели при натяжении ее арматуры методом электронагрева должны быть значительно лучше, чем при натяжении арматуры обычными натяжными устройствами.

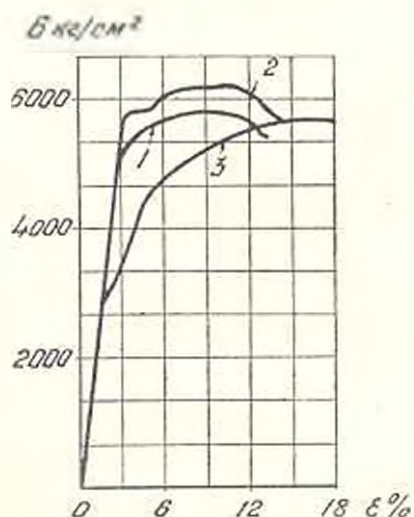


Рис. 4. 1) стержень, упрочненный вытяжкой на стенде на 50%; 2) тот же упрочненный стержень при натяжении после электронагрева до 300-350° в течение 50 сек; 3) тот же стержень до упрочнения.

По рекомендуемому способу на заводе сборных железобетонных конструкций Министерства строительства Армянской ССР производится изготовление пробной партии напряженно-армированных панелей перекрытия.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Альбом индустриальных строительных изделий. Центральный военпроект. Дополнение № 2 к серии XII-Б, железобетонные изделия, М., 1956.
2. Леонгардт Ф. Напряженно-армированный железобетон, М., 1957.
3. Рискинд Б. Я. Натяжение арматуры электронагревом из опыта треста «Челябметаллургстрой», М., 1958.

Ր Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

«Հայկական ՍՍՌ-ի ԳԱ Տեղեկագրի» (սեխնիկական գիտությունների սերիա) XI հատորի

Պ— 61

Շիրաքարական մեխանիկա

- Ա. Կ. Նազարով. Պինդ մարմինների մեխանիկական նմանության և շինարարական կոնստրուկցիաների ու կառուցվածքների սեյսմակայունության մեջ նրա կիրառման մասին (հաղորդագրություններ 3) 4—3
- Ա. Գ. Նազարով. Պինդ մարմինների մեխանիկական նմանության և շինարարական կոնստրուկցիաների ու կառուցվածքների սեյսմակայունության մեջ նրա կիրառման մասին (հաղորդագրություններ 6) 6—3

Հիպոթեզիկա

- Բ. Լ. Բուկիտյան. Հաստատված շարժումը խողովակաշարում նրա պատկերաց հետո 2—13
- Ռ. Լ. Բուկիտյան. Թունել-հաղորդակցող սղարակ սխեմայում հաստատված, ոչ ալիքային շարժման երևույթի մոդելացումը 6—23
- Ռ. Հ. Իզիազյան. Զրաչափական հորերի հիդրավիկական հաշվարկը 2—3
- Վ. Ն. Ժամազյան. Ինչի՞նչ շարժումը կողային ջրթափի երկարության մասին 3—3
- Վ. Ն. Ժամազյան. Կողային ջրթափի երկարության մասին շարժվող ալիքի յարդարանքի հետազոտությունը 6—11
- Ո. Ո. Իսախանյան. Սառնակային պոմպային կայանների ճնշման խողովակաշարում հիդրավիկական հարվածի հաշվման մեթոդի ընտրությունը 6—30
- Հ. Հ. Ղալաբյան. Ն. Ն. Մալիյան. Գերբեռնում հոսանքում գլորվող ալիքների փորձնական ուսումնասիրությունը 4—21
- Մ. Ո. Գոլսարյան. Բնական հոսանքի ընդլայնական պրոֆիլները 6—31

Կիրառական մեխանիկական

- Ա. Մ. Մխիթարյան. Սևանա լճի նվազագույն խորության զննարկման հարցի մասին՝ գոլորշիացման տեսակետից 8—17

Էլեկտրատեխնիկա

- Է. Տ. Լևոնյան. Էլեկտրամեքենային ուժեղացուցիչը որպես մոդելային գնահատորի գրգռման շղթայի ակտիվ դիմադրության կոմպենսատոր և լարման վերափոխիչ 4—33
- Հ. Ա. Լևոնյան. Էներգոստեմի ուղղիչային բեռի նմանության կրիտերիաները 6—47
- Կ. Ա. Մխիթարյան. Գծային պասսիվ երկրեկտրոնների սինթեզը երկու դեպքում և երկու բեռն ունեցող դիմադրության տրված ֆունկցիայով 3—9

Հիդրոտեխնիկա

- Գ. Ա. Համբարձումյան, Ռ. Ո. Խաչատրյան, Ռ. Ս. Մարտիկյան. Ինքնաշարժային լայնակալ խթանների շոր սխեմայի մասին 4—42
6. ՄԱՅ. ԻՄ. Աճ 6

Վ. Մ. Հովսեփյան. Հզոր հիպոթեզաների կոնստրուկցիաների մշակման հարցի մասին	1—3
---	-----

Ջերմատեխնիկա

Լ. Տ. Ղուկասյան. Մոխրառատ մատիլի բի աշրման ջերմային ուժի մը ցածր ջերմատեխնիկաների բնագաղափարում	6—33
---	------

Հիդրոէներգետիկա

Բ. Է. Բաւթարյան. Հիդրոտուրբինի մոդելացումը որպէս հիդրոէներգոտիստեմի մոդելի էքիմենտ	3—3
Կ. Խ. Հովսեփյան. Մեկուսացված աշխատող հիդրոէներգետիկ վրա բեռնվածքի իջեցման և բարձրացման հաշվարկի մասին	2—37
Օ. Պ. Նելսոնով. Կասկածում աշխատող շահանակորովող ղերիմացիոն հիդրոէլէկտրակայաններին հաշվային հզորութեան որոշումը	5—33
Ս. Գ. Մարգարյան. Ս. Խ. Մխիթարյան. Դերիմացիոն հիդրոէկայանի որվա կանոնադրման ցրագանի տարագոյթեան և սիւկային հզորութեան հաշվման հարցի մասին	3—33

Հիդրոլոգիա

Գ. Ն. Լաւրան. Հայաստանի գետերի պոտորութեանը	1—15
Շինարարական Կոնստրուկցիաներ	
Լ. ՅԱ. Վիկեր. Մեծաթիչը կամարով կոշտ ամրանով երկաթբետոնե կամուրջ	2—43

Շինարարական տեխնիկա

Ռ. Վ. Ակոբով. Քարի կտրման պրոցեսի ղինամիկան, կախված կտրող գործիքի երկրաչափութեանէ	1—33
Խ. Ա. Թոխմալյան. Բետոնային ղինարարական կարերի ամրութեան մասին	6—87
Կ. Ա. Միշոյան. Նտրիպաների մաշվածքը բնական բարերի սոցցման ղնպրում	3—17
Կ. Ա. Վաղդանյան. Քարի կտրման բնկադրում ղիման և մաշվածութեան հետադետոյթեաների մեթոդիկայի հարցերի ղուրջը	5—43

Մեքենայութեան քլում

Ա. Վ. Թերզյան. Մորկային կամերա սունդող ղիգիլային ղարծիչի սկրնական ղնդուկիոն ղրջանի հետադետումը	2—37
--	------

Շինանյութեր

Հ. Ա. Աւսրեկյան. Մակուտիկն քարի ամրութեան և նրա ծակոտիւնի սորուկտուրայի միջն եղած կոպի մասին	1—43
Յ. Գ. Հարության. Մակուտիկն քարանյութերում մեկուսացված ոգի ճնշման ուսումնասիրութեանը և այդ ճնշման մեծութեանը որոշելու նոր մեթոդը	5—37
Վ. Հ. Ստոյկյան. Հրաբխային ղարերի հիդրալիկ հատկութեան և նրանց կիրառման նտարագորութեան մասին	1—33

Մ. Ձ. Սիմոնով. [Տ. Դ. Ստոյկով] Բետոնի սեղմման և ղղման ամրութեան որոշիլը պրիցմաների օգնութեամբ	3—33
---	------

Դրումն աղիւտութեան

Ռու. Է. Ալեքսիւրյան. Դադահագեցված ուլտղների Դիւտրոյիոն հատկութեաների բարատոր ուսումնասիրութեան ժամանակ ծակոտիւնների օղադրկման եղանակի մասին	5—81
---	------

Քիմիական տեխնոլոգիա

Ս. Դ. Ստոյկով, Ա. Յ. Մելք-Հովսեփյան, Վ. Ա. Կոստոմյան, Ս. Հ. Նուրոյան, Հ. Հ. Կրկյան, Ս. Տ. Ստոյկով. Վատարանի ղատոսային հրակայունի անդումը ապակու մեջ էլէկտրաղորային ապակու էլէկտրահալման ժամանակ	1—31
---	------

Վիտակամ Գործեր

- Լ. Ի. Ուրուգ. Ե. Ս. Սյուսեյան, Խոնավաբլյան ռզղեցութիյունը տարրերու մեծութիւնն
հանքաքարերի՝ փոյտի, երկաթի և բետոնի հետ շինման անկյունների վրայ 3—37
- Ա. Տ. Գազարով, Պրոֆ. Իսրայնովի մի խնդրի լնդհանրացման մասին 1—61
- Է. Ն. Իսգիյան, Հիդրոտեխնիկական կառույցների ստորնագրի հունիքի ամրացման
հիդրամպիկական հաշվարկը 4—61
- Բ. Շ. Իսախանյան, Համաքովի երկաթբետոնե երկաթի կորուկի խոլան խողանքային
ծածկեր 1—63
- Վ. Ի. Եղիազարյան, Ամրանի լարումը էլեկտրաջիտուղման մեկնողով 0—77
- Բ. Գ. Խուշիյան, Պինդ մարմինների առաձգականութիւն մոդուլի որոշման սեղս-
նոնսային մեթոդ 3—52
- Ու. Գ. Խուշիյան, Պոստոյ մոմենտը շարժող լարային դինամոմետր 1—70
- Ռ. Ա. Ճոզգոյան, Հեղուկ կալցիում կարբիդի էլեկտրահաղորդականութիւնը 5—74
- Դ. Ա. Մանուկյան, Հեղուկների կայունացած առանց փոխութիւնի ջարմումը ոչ պրիդ-
մասին հունքում 2—56
- Բ. Դ. Մանուկյան, Ա. Տ. Սեւիկ-Համակարգային, Կ. Ա. Յոստամյան, Ս. Հ. Նալչու-
ջյան և Հ. Հ. Երզնկյան, Արագած էլեկտրահալման վառարանում էլեկտրոդի
մաշվելու մի դեպքի մասին 5—60
- Բ. Հ. Ուրիսյան, Օկտրիկական առաջածրիչ 2—63
- Կ. Ա. Նուրյան, Խորանագրած արտադրման զնայում ճնշման տակ շխատող
կարճ խողովակների պատեմի ելքի պրոմակցի արժեքը ճանշու մասին 3—63
- Լ. Վ. Շահնուպարյան, Կազմովի խոշոր բլոկների ուսումնասիրութիւնը 6—73
- Կ. Խ. Վիսիլյան, Հեղիոտեխնիկայի զարգացման մասին նախատանում 4—69
- Ու. Ա. Փիրուզյան, Երևան քաղաքում 1952 թ. փետրվարի 14-ի երկրաշարժի դրան-
ցումը ԱԻՏ—2 քաղաքաշինական-սեյսմոտեքնիկ 6—72

Վննաչա ուղարկւն և բիրլւագրաֆիա

- Ռ. Հ. Մանուկյան, Ռուս-հայերէն պոլիտեխնիկական քառաբանը 3—57
- Լ. Վ. Շահնուպարյան, Ռուս-հայերէն պոլիտեխնիկական քառաբանի մասին 3—63

СОДЕРЖАНИЕ

XI тома „Известий АН Армянской ССР“ (серия технических наук)

№—стр.

Строительная механика

- А. Г. Назаров.* О механическом подобии твердых тел и его применении к исследованию строительных конструкций и сейсмостойкости сооружений (сообщение 3) 4—3
- А. Г. Назаров.* О механическом подобии твердых тел и его применении к исследованию строительных конструкций и сейсмостойкости сооружений (сообщение 4) 6—3

Гидравлика

- Б. Л. Бунятян.* Об установившемся режиме в трубопроводе после его разрыва 2—15
- Б. Л. Бунятян.* Моделирование явлений неустановившегося безволнового движения в системе тоннель-уравнительная башня 6—23
- А. О. Гамбарин, Н. Н. Мичлян.* Экспериментальное исследование катящихся волн в сверхбурном потоке 4—21
- Б. О. Егиазарян.* Гидравлический расчет гидрометрических колодцев 2—3
- В. Н. Жамагорцян.* Движение волны вдоль бокового подослива 5—3
- В. Н. Жамагорцян.* Лабораторное исследование движения волны вдоль бокового вздослива 6—11
- С. М. Исаакян.* Выбор метода расчета гидравлического удара в магистральных трубопроводах низконапорных насосных установок 6—39
- М. С. Похсрарян.* Поперечные профили естественных русел 6—31

Прикладная метеорология

- А. М. Мхитарян.* К оценке минимальной глубины озера Сепан с точки зрения испарения 5—17

Электротехника

- Э. Т. Абгарян.* Электромашинный усилитель как компенсатор активного сопротивления и преобразователь напряжения цепи возбуждения модели синхронного генератора 4—33
- Г. А. Атанасян.* Критерии подобия выпрямительной нагрузки энергосистемы 6—47
- К. А. Мелик-Вартанян.* Синтез линейных пассивных двухполюсников с заданной функцией сопротивления, имеющей два нуля и два полюса 3—9

Гидротехника

- Г. А. Амбарцумян, Р. М. Хачатрян, Р. С. Мартикян.* О новой схеме берегозащитных поперечных шпор 4—45
- В. М. Овсепян.* К вопросу конструирования гидравлических таранов 1—3

Теплотехника

- Л. Т. Кулюк.* Тепловой режим горения зольного топлива в низкотемпературной области 1—53

Гидроэнергетика

- Б. Л. Буниатян.* Моделирование гидротурбины как элемента модели гидроэнергосистем 3—3
- К. Х. Овсепян.* О расчете сбросов и набросов нагрузки при изолированной работе гидроагрегата 2—23
- С. Г. Саркисян, С. А. Мхитарян.* К расчету пиковой мощности и емкости бассейна суточного регулирования деривационных ГЭС 5—23
- О. П. Щербакова.* Определение расчетной мощности незарегулированных деривационных гидроэлектростанций, работающих в каскаде 5—33

Гидрология

- Г. Н. Хмелядзе.* Мутность рек Армении 1—15

Строительные конструкции

- Л. Я. Винер.* Большенпролетный арочный железобетонный мост с жесткой арматурой 2—45

Строительная техника

- Р. В. Акопов.* Динамика процесса резания камня и зависимости от геометрии инструмента 1—31
- К. С. Варданян.* К методике исследования трения изнашивания при резании камня 5—45
- К. А. Миндзоян.* Износ штрипсов при распиловке естественных камней 3—17
- Х. А. Тохмахян.* О прочности рабочих швов бетонирования 6—67

Машиноведение

- А. В. Терзян.* Исследование начального периода индукции вихрекамерного дизеля 2—37

Строительные материалы

- А. А. Аракелян.* О зависимости прочности пористого камня от структуры его пор 1—43
- Ф. Г. Арутюнян.* Исследование давления заземленного воздуха в пористых каменных материалах и новый метод его определения 5—51
- В. О. Саахян.* Гидравлические свойства вулканических шлаков и возможность их использования в строительстве 1—55
- М. Э. Спмонов, Т. Г. Матузов.* Метод определения прочности бетона на сжатие и растяжение на бетонных призмах 3—31

Грунтоведение

- Ю. Л. Аветикян.* О методике дезаэрирования пор газонасыщенных песков при лабораторном изучении их фильтрационных свойств 5—61

Химическая технология

- М. Г. Манвелян, А. Ф. Мелик-Ахназарян, К. А. Костянин, С. О. Налчаджян, Е. А. Ерзнкян, С. Т. Оганесяч.* О переходе шамотного стеклоприпаса печи в стекломассу при электроварке электроколлажного стекла 4—51

Научные заметки

- Л. И. Барон, Е. А. Симонян.* Влияние влажности на угол трения отбитой руды разной крупности по дереву, железу и бетону 3—37
- К. Х. Вермишев.* К развитию гелиотехники в Армянской ССР 4—69
- А. Т. Газаров.* Об одном обобщении задачи проф. Баранова 1—61
- Э. Г. Газиев.* Гидравлический расчет крепления русла и нижних бьефов водосбросных сооружений 4—61
- Б. О. Геворкян.* Сборные железобетонные перекрытия в виде оболочек двоякой кривизны 1—65
- В. Г. Егиазарян.* Напряжение арматуры методом электронагрева 6—77
- Г. А. Макарян.* Установившееся плавно-изменяющееся движение жидкости в непризматических руслах 2—55
- М. Г. Манвелян, А. Ф. Мелик-Ахназарян, К. А. Костянин, С. О. Налчаджян, Е. А. Ерзнкян.* Об одном случае износа электрода в стеклоплавильной электрической печи 5—69
- Р. А. Мовсесян.* Оптический проектир 2—63
- Х. А. Навоян.* Об уточнении значения коэффициента расхода системы коротких напорных труб при заполненном истечении 3—45
- С. А. Пирюзян.* Фиксация землетрясения 14 февраля 1957 г. в г. Ереване многоязичными сейсмометрами АИС-2 5—72
- М. Г. Хачиян.* Резонансный метод определения динамического модуля упругости твердых тел 3—53
- М. Г. Хачиян.* Струнный динамометр для измерения крутящего момента 5—70
- Р. А. Чугурин.* Электропроводность жидкого карбида кальция 5—74
- Л. В. Шахсуварян.* Новый метод изготовления составных крупных блоков 6—73

Критика и библиография

- Р. А. Манукян.* Русско-армянский политехнический словарь 3—57
- Л. В. Шахсуварян.* О русско-армянском политехническом словаре 3—65

Բ Ո Վ Ա Ն Գ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

էջ

Շինարարական մեխանիկա

Ա. Գ. Նազարով. Գինդ մարմինների մեխանիկական նմանությունը և շինարարական կոնստրուկցիաների ու կառուցվածքների սեյսմակայունությունը մեջ նրա կիրառման մասին	3
--	---

Հիդրոսվիկա

Վ. Ն. Ժամագոյով. Կողային ջրիմախի երկարությունը շարժվող ալիքի լարությունը հետադուռությունը	11
Ս. Լ. Բունիսլյան. Թունե համաարակ-ողող աշտարակ սխեմայում հաստատված, ոչ ալիքային շարժման երևույթի մոդելացումը	23
Մ. Ա. Փոխարարյան. Բնական հունների ընդլայնական պրոֆիլները	31
Ա. Ս. Իսով. Երևանի ծածր ճնշման պոմպային կայանների ճնշման խողովակաշարում հիդրավիկական հարվածի հաշվման մեթոդի ընտրությունը	39

Էլեկտրատեխնիկա

Հ. Ա. Արամյան. Էներգոսխտեմի ուղղիչային ընդունումները	47
--	----

Ջերմա տեխնիկա

Լ. Տ. Ղալոյան. Մոխրատու փառիկի տյուրման ճերմային ուժի միջոցով ջերմատեխնիկական ընդլայնում	53
--	----

Շինարարական տեխնիկա

Խ. Ա. Թախմախյան. Բնությունների շինարարական կարերի ամրությունը մասին	67
---	----

Գիտական նորեր

Լ. Վ. Շահաբյան. Կազմի խոշոր բլոկների ուսումնասիրությունը	73
Վ. Գ. Լիզաբյան. Լարանի լարումը էլեկտրաջեռուցման մեթոդով	77
XI հատրի բովանդակություն	81

С О Д Е Р Ж А Н И Е

Стр.

Строительная механика

А. Г. Назаров. О механическом подобии твердых тел и его применении к исследованию строительных конструкций и сейсмостойкости сооружений (сообщение 4)	3
---	---

Гидравлика

В. Н. Жамгорян. Лабораторное исследование движения волны вдоль бокового водослива	11
Б. Л. Буниatian. Моделирование явлений неустойчивого безволнового движения в системе топиель-уравнительная башня	23

<i>М. С. Похсрамян.</i> Поперечные профили естественных русел	31
<i>С. М. Иссаакян.</i> Выбор метода расчета гидравлического удара в нагнетательных трубопроводах низконапорных насосных установок	39

Электротехника

<i>Г. А. Атанасян.</i> Критерии подобия выпрямительной нагрузки энергосистемы .	47
---	----

Теплотехника

<i>Л. Т. Кулоян.</i> Тепловой режим горения зольного топлива в низкотемпературной области	63
---	----

Строительная техника

<i>Х. А. Тохмакян.</i> О прочности рабочих швов бетонирования	67
---	----

Научные заметки

<i>Л. В. Шахсуварян.</i> Новый метод изготовления составных крупных блоков . .	73
<i>В. Г. Егиазарян.</i> Напряжение арматуры методом электронагрева	77
Содержание XI тома	84



Сдано в производство 14/XI 1958 г. Подписано к печати 22/XII-1958 г.
ВФ 0-851. Заказ 451, изд. 1-36, тираж 60), 7,5 п. л.

Типография Издательства Академии наук Армянской ССР, Ереван, ул. Абовяна, 124