ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ
ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ

АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ՏԵԽՆԻԿԱԿԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՍԵՐԻԱ
СЕРИЯ ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК

ԵՐԵՎԱՆ ЕРЕВАН

Կասյան Մ. Վ. (պատ. խմբագիր), Ադոնց Հ. Տ. (պատ. խմբագրի տեղակալ), Ալեքսեևսկի

Խմբագրության հասցեն՝ Երևան-1, Աբովյան փող. 15.
Адрес редакции: Ереван-1, ул. Абовяна, 15

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Տեխնիկական գիտութ. սերիա XXVII, № 3, 1974 Серия технических наук

МАШИНОСТРОЕНИЕ

Ю. Л. САРКИСЯН

ЗАДАЧИ О ПРЯМОЛИНЕЙНЫХ КВАДРАТИЧЕСКИХ ТОЧКАХ В ПРОСТРАНСТВЕННОМ ДВИЖЕНИИ

В настоящей статье рассматривается задача об определении особых точек твердого тела, которые в пространственном движении, заданном неограниченным числом конечно-удаленных положений, реализуют взвешенное квадратическое приближение к прямой. Эти точки, названные нами *прямолинейными квадратическими*, применяются при синтезе распространенных рычажных механизмов, содержащих призматические пары.

Геометрическое место прямолинейных точек твердого тела, имеющих три колинеарных гомологичных положения, изучено в [1]. Основы квадратической кинематической геометрии применительно к плоским, пространственным и сферическим перемещениям твердого тела изложены в [3], [4] и [2].

Постановка задачи. Объект e совершает пространственное движение относительно неподвижного тела E. Это движение может быть задано произвольным числом N конечно-удаленных положений или некоторой функцией, связывающей выбранные обобщенные координаты объекта. Координатные системы $oxyz$ и $OXYZ$ неразрывно связаны с e и E соответственно (рис. 1). Требуется определить такие точки объекта e, которые в заданных N положениях насколько возможно мало уклоняются от прямой.

Обозначим через A_1 и A_2 точки пересечения приближаемой прямой σ с плоскостями XOZ и YOZ. Условимся определить прямую σ как линию пересечения плоскостей H_1 и H_2, проектирующих σ на плоскости XOY и YOZ. Уравнения этих плоскостей имеют вид:

$$aX+bY-1=0; \tag{1}$$

$$cY+dZ-1=0,$$

где

$$a=\frac{Y_{A_2}}{X_{A_1}}; \quad b=\frac{X_{A_1}}{Y_{A_2}}; \quad c=\frac{Z_{A_1}-Z_{A_2}}{Z_{A_1}Z_{A_2}}; \quad Y_{A_2}=-Z_{A_1}. \tag{2}$$

Таким образом, подлежат определению 7 параметров, в число которых входят величины X_{A_1}, Z_{A_1}, Y_{A_2}, Z_{A_2} и постоянные координаты искомой прямолинейной квадратической точки B в системе $oxyz$:

$x_B=m$; $y_B=n$; $z_B=l$.

Легко убедиться, что искомые прямолинейные квадратические точки в рассматриваемом промежутке движения должны оставаться достаточно близкими к плоскостям H_1 и H_2, на пересечении которых лежит приближаемая прямая σ. Данному условию соответствуют минимизируемые функции следующего вида:

$$\Delta_{q_1}=aX_B+bY_B-1;$$
$$\Delta_{q_2}=cY_B+dZ_B-1, \qquad (3)$$

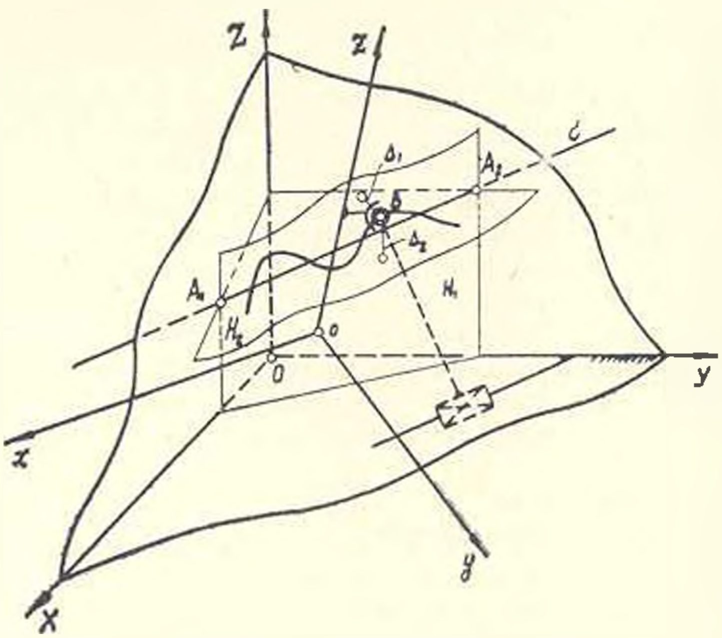

Рис. 1

где X_B, Y_B и Z_B — переменные координаты точки B в системе $OXYZ$. Эти величины могут быть выражены через искомые параметры m, n и l посредством известных формул линейного преобразования:

$$\begin{bmatrix} X_B \\ Y_B \\ Z_B \end{bmatrix}=\begin{bmatrix} X_0 \\ Y_0 \\ Z_0 \end{bmatrix}+\begin{bmatrix} \cos\alpha_1 & \cos\alpha_2 & \cos\alpha_3 \\ \cos\beta_1 & \cos\beta_2 & \cos\beta_3 \\ \cos\gamma_1 & \cos\gamma_2 & \cos\gamma_3 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} m \\ n \\ l \end{bmatrix}. \qquad (4)$$

Строки 3×3 матрицы в (4) составлены из заданных направляющих косинусов подвижных осей ox, oy, oz.

Подставляя формулы (4), выражения (3) можно преобразовать к двум линейным формам от m, n, l:

$$\Delta_{q_1}=f_1m+f_2n+f_3l+f_4;$$
$$\Delta_{q_2}=f_5m+f_6n+f_7l+f_8,$$

где приняты обозначения:

$$f_1 = a\cos\alpha_1 + b\cos\beta_1;\qquad f_5 = c\cos\beta_1 + d\cos\gamma_1;$$
$$f_2 = a\cos\alpha_2 + b\cos\beta_2;\qquad f_6 = c\cos\beta_2 + d\cos\gamma_2;$$
$$f_3 = a\cos\alpha_3 + b\cos\beta_3;\qquad f_7 = c\cos\beta_3 + d\cos\gamma_3;$$
$$f_4 = aX_0 + bY_0 - 1;\qquad f_8 = cY_0 + dZ_0 - 1.$$

Вывод расчетных уравнений. Составим суммы квадратов функций значений $\Delta_{\varphi_{1i}}$ и $\Delta_{\varphi_{2i}}$ в N расчетных положениях объекта e:

$$S_j = \sum_{i=1}^{N} \Delta^2_{\varphi_{ji}}.\quad (j=1,\ 2;\quad i=1,\ 2,\ 3,\ \ldots,\ N)$$

Координаты m, n, l искомой точки B должны минимизировать суммы S_1 и S_2. Поэтому для определения точки B мы воспользуемся условиями стационарности сумм S_1 и S_2:

$$\frac{\partial S_j}{\partial m} = 0;\quad \frac{\partial S_j}{\partial n} = 0;\quad \frac{\partial S_j}{\partial l} = 0.\qquad (j=1,\ 2) \tag{5}$$

После ряда преобразований условия (5) при $j=1,\ 2$ сводятся к следующим двум линейным системам:

$$\begin{bmatrix} \sum\limits_{i=1}^{N} f_{1i}^2 & \sum\limits_{i=1}^{N} f_{1i} f_{2i} & \sum\limits_{i=1}^{N} f_{1i} f_{3i} \\ \sum\limits_{i=1}^{N} f_{1i} f_{2i} & \sum\limits_{i=1}^{N} f_{2i}^2 & \sum\limits_{i=1}^{N} f_{2i} f_{3i} \\ \sum\limits_{i=1}^{N} f_{1i} f_{3i} & \sum\limits_{i=1}^{N} f_{2i} f_{3i} & \sum\limits_{i=1}^{N} f_{3i}^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} m \\ n \\ l \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} \sum\limits_{i=1}^{N} f_{1i} f_{4i} \\ \sum\limits_{i=1}^{N} f_{2i} f_{4i} \\ \sum\limits_{i=1}^{N} f_{3i} f_{4i} \end{bmatrix}; \tag{6}$$

$$\begin{bmatrix} \sum\limits_{i=1}^{N} f_{5i}^2 & \sum\limits_{i=1}^{N} f_{5i} f_{6i} & \sum\limits_{i=1}^{N} f_{5i} f_{7i} \\ \sum\limits_{i=1}^{N} f_{5i} f_{6i} & \sum\limits_{i=1}^{N} f_{6i}^2 & \sum\limits_{i=1}^{N} f_{6i} f_{7i} \\ \sum\limits_{i=1}^{N} f_{5i} f_{7i} & \sum\limits_{i=1}^{N} f_{6i} f_{7i} & \sum\limits_{i=1}^{N} f_{7i}^2 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} m \\ n \\ l \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} \sum\limits_{i=1}^{N} f_{5i} f_{8i} \\ \sum\limits_{i=1}^{N} f_{6i} f_{8i} \\ \sum\limits_{i=1}^{N} f_{7i} f_{8i} \end{bmatrix}. \tag{7}$$

Полученная система шести линейных уравнений с тремя неизвестными может быть совместной лишь в том случае, если ранг ее расширенной матрицы равен трем. Первое из условий, необходимых для этого, записывается в следующем виде:

$$\begin{vmatrix} \sum_{i=1}^{N} f_{1i}^2 & \sum_{i=1}^{N} f_{1i} f_{2i} & \sum_{i=1}^{N} f_{1i} f_{3i} & \sum_{i=1}^{N} f_{1i} f_{4i} \\ \sum_{i=1}^{N} f_{1i} f_{2i} & \sum_{i=1}^{N} f_{2i}^2 & \sum_{i=1}^{N} f_{2i} f_{3i} & \sum_{i=1}^{N} f_{2i} f_{4i} \\ \sum_{i=1}^{N} f_{1i} f_{3i} & \sum_{i=1}^{N} f_{2i} f_{3i} & \sum_{i=1}^{N} f_{3i}^2 & \sum_{i=1}^{N} f_{3i} f_{4i} \\ \sum_{i=1}^{N} f_{5i}^2 & \sum_{i=1}^{N} f_{5i} f_{6i} & \sum_{i=1}^{N} f_{5i} f_{7i} & \sum_{i=1}^{N} f_{5i} f_{8i} \end{vmatrix} = 0, \tag{8}$$

а остальные два могут быть получены, если последнюю строку определителя в левой части (8) заменить строками, составленными из коэффициентов и свободных членов второго и третьего уравнений системы (7).

Несложный анализ показывает, что как равенство (8), так и остальные два, составленные по его образцу, представляют собой алгебраические уравнения 8-ой степени относительно коэффициентов a, b, c, d уравнений плоскостей H_1 и H_2. Фиксируя значение одного из них, скажем d, мы приходим к задаче об определении общих точек трех алгебраических поверхностей 8-го порядка: $\Phi_j(a, b, c) = 0$ $j = 1, 2, 3$. Из этих точек для нас представляют интерес лишь те, которые не обращают в нуль одновременно все 3×3 миноры в матрице:

$$\begin{Vmatrix} \sum_{i=1}^{N} f_{1i}^2 & \sum_{i=1}^{N} f_{1i} f_{2i} & \sum_{i=1}^{N} f_{1i} f_{3i} & \sum_{i=1}^{N} f_{1i} f_{4i} \\ \sum_{i=1}^{N} f_{1i} f_{2i} & \sum_{i=1}^{N} f_{2i}^2 & \sum_{i=1}^{N} f_{2i} f_{3i} & \sum_{i=1}^{N} f_{2i} f_{4i} \\ \sum_{i=1}^{N} f_{1i} f_{3i} & \sum_{i=1}^{N} f_{2i} f_{3i} & \sum_{i=1}^{N} f_{3i}^2 & \sum_{i=1}^{N} f_{3i} f_{4i} \end{Vmatrix}.$$

Среди них находятся искомые прямолинейные квадратические точки, траектории которых на заданном участке близки к прямой.

Соответствующая нелинейная система может быть решена численными методами. Для каждого из полученных корней (a, b, c) из (6) или (7) находим величины m, n, l, определяющие положение точки B в $oxyz$. Путем анализа функции Δ_{c_1} и Δ_{c_2} в N расчетных положениях, отбирается тот вариант, который доставляет практически приемлемое приближение к прямой. Параметры приближаемой прямой X_{A_1}, Z_{A_1}, Y_{A_2}, Z_{A_2} могут быть вычислены с помощью соотношений (2). Каждое из приемлемых решений задачи (набор семи параметров) определяет некоторое двухэлементное звено, входящее в сферическую пару с объектом e и в призматическую пару со стойкой e. На рис. 1 это звено изображено пунктиром.

ЕрПИ им. К. Маркса

Поступило 25.II.1974.

ՅՈՒ. Լ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

ՈՒՂՂԱԳԻԾ ՔԱՌԱԿՈՒՍԱՅԻՆ ԿԵՏԵՐԻ ԽՆԴԻՐԸ ՏԱՐԱԾԱԿԱՆ ՇԱՐԺՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ամփոփում

Հոդվածում դիտվում է պինդ մարմնի հատուկ կետերի որոշման խնդիրը, կետեր, որոնք անսահմանափակ թվով վերջավոր-անջատ դիրքերում հնարավորին չափ մոտենում են ուղիղ գծի։ Որոնելի քառակուսային մոտավորության գոյության պայմանները ի վերջո բերվում են չորս անհայտներով երեք 8-րդ աստիճանի հավասարումների սիստեմի։ Այն որոշում է ուղղագիծ քառակուսային կետերի մի անվերջ բազմություն, որոնց երկրաչափական տեղը պինդ մարմնին պատկանող տարածական հանրահաշվական կոր է։ Ստացված արդյունքները օգտագործվում են պրիզմատիկ զույգեր պարունակող տարածական լծակային մեխանիզմների նախագծման խնդիրներում։

ЛИТЕРАТУРА

1. *Росс Б.* Кинематика движения через конечно-удаленные положения. Прикладная механика. № 4. «Мир», 1967.
2. *Саркисян Ю. Л.* Геометрические места квадратического приближения сферического движения. Машиноведение. № 2. 1974.
3. *Sarkissyan Y. L., Gupta K. C., Roth B.* Kinematic Geometry Assosiated with the Least-Square Approximation of a Given Motion. Transactions of ASME, series B, № 2, 1973.
4. *Sarkissyan Y. L., Gupta K. C., Roth B.* Spatial Least-Square Approximations of a Motion. Proceedings of the IFToMM International Symposium on Linkages and Computer Design Methods. Vol. B, Paper B -39, 1973, Bucharest.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Տեխնիկական գիտութ. սերիա XXVII, № 3, 1974 Серия технических наук

МАШИНОСТРОЕНИЕ

С. Л. ШМУТЕР, Р. А. КОЧАРЯН, Р. Л. АЙРИКЯН

КОРРЕЛЯЦИОННАЯ ФУНКЦИЯ ШЕРОХОВАТОСТИ КАК ХАРАКТЕРИСТИКА СВОЙСТВ ОБРАБОТАННОЙ ПОВЕРХНОСТИ

Считается установленным влияние топографии (рельефа, шероховатости) обработанной поверхности на ее работоспособность (износостойкость, контактную жесткость, трение, сцепляемость с покрытиями, электропроводность и др. [1÷4]). Нельзя, однако, утверждать, что в настоящее время корреляция между статистиками шероховатости и эксплуатационными свойствами поверхности выявлена настолько, что позволяет формулировать специальные (помимо задаваемого ныне ограничения снизу на стандартизованный параметр R_a) технические требования к микрогеометрии. Когда это станет возможным, содержательной окажется задача разработки технологии (оборудования) для создания шероховатости, отвечающей определенным требованиям.

В такой постановке приобретает большую значимость возможность охарактеризовать микрогеометрию некоторым универсальным параметром, охватывающим все основные свойства шероховатости. Это облегчило бы задачу выявления связей шероховатости с работоспособностью и конкретизировало бы управление шероховатостью.

Ограничимся рассмотрением абразивных методов (шлифование, суперфиниш, абразивно-жидкостная обработка и др.), как наиболее употребительных для финишных операций. В этом случае профиль шероховатой поверхности представляет собой стационарный эргодический нормальный случайный процесс [1]. Исчерпывающей характеристикой такого процесса, как известно [5], является корреляционная функция. Имеются работы [3, 6], в которых рассматривается возможность использования корреляционной функции для оценки шероховатости.

Напомним, что автокорреляционная функция случайного процесса $x(t)$, характеризующая общую зависимость значений процесса в некоторый данный момент времени от значений в другой момент, имеет следующий вид:

$$R(\tau) = \lim_{T \to \infty} \frac{1}{T_0} \int_0^T |x(t) - m_x| \, |x(t+\tau) - m_x| \, dt. \qquad (1)$$

$R(\tau)$ всегда действительная четная функция с максимумом в точке $\tau=0$, причем, $R(0)=\sigma^2$, $R(\infty)=m_x^2$ [где σ и m_x—среднеквадратическое отклонение и математическое ожидание процесса $x(t)$]. Коррелограмма (рис. 1), изображающая $R(\tau)$ при сдвигах $\tau\leq\tau_k$ (τ_k—интервал корреляции) характеризует, в основном, случайную часть процесса $x(t)$, при сдвигах же $\tau\gg\tau_k$ позволяет выделять скрытые в случайном процессе периодичности. $R(\tau)$ большинства физически реальных центрированных процессов стремится к нулю при $\tau\to\infty$, либо приобретает установившийся периодический характер. В связи с этим $R(\tau)$ может быть аппроксимирована линейной комбинацией экспонент, либо экспонент и синусоид.

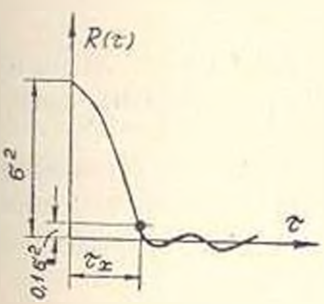

Рис. 1

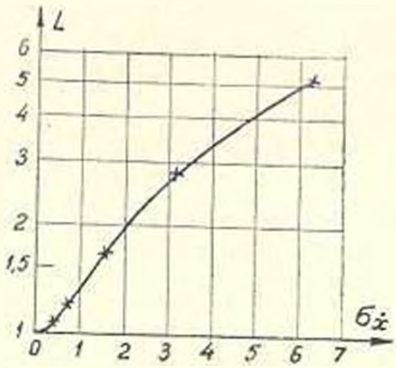

Рис. 2

Для обработанных абразивом поверхностей дисперсия случайной составляющей процесса обычно много больше дисперсии периодических компонент. И хотя периодические составляющие представляют интерес, например, для диагностики состояния технологического оборудования, основные свойства шероховатости поверхности определяются именно случайной составляющей. Ее корреляционная функция может быть приближенно представлена как

$$R(\tau)=\sigma^2 e^{-\alpha\tau^2}, \tag{2}$$

либо линейной комбинацией членов такого вида. Использование в (2) квадрата в показателе степени экспоненты позволяет оперировать дифференцируемой функцией и, таким образом, исключить чисто математические трудности.

Ниже предпринимается попытка связать две эксплуатационные характеристики поверхности—ее истинную площадь и контактную жесткость—с $R(\tau)$ шероховатости.

Истинная площадь, т. е. площадь поверхности, образованной микрорельефом, важна как характеристика в ряде приложений, в частности, при покрытиях поверхности, поскольку влияет на сцепляемость покрытия с основой. Рассматривая плоскую задачу, выразим отнесенный к единице длины T периметр L кривой $x(t)$, очерчивающей профилограмму, через криволинейный интеграл от дифференциала дуги, т. е.

$$L = \frac{1}{T} \int_{\smile} ds = \frac{1}{T} \int_0^T \sqrt{1 + [\dot{x}(t)]^2}\, dt. \tag{3}$$

Так как $x(t)$ — стационарный эргодический случайный процесс, то (3) при $T \to \infty$ выражает операцию отыскания математического ожидания подынтегральной функции, и если $x(t)$ — нормальный дифференцируемый процесс, то (3) можно представить следующим образом:

$$L = \left\langle \sqrt{1 + \dot{x}^2} \right\rangle = \frac{1}{\sigma_{\dot{x}} \sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \sqrt{1 + \dot{x}^2}\, e^{-\frac{\dot{x}^2}{2\sigma_{\dot{x}}^2}} d\dot{x} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \sqrt{1 + 2\sigma_{\dot{x}}^2 t^2} \cdot e^{-t^2} dt, \tag{4}$$

где $\sigma_{\dot{x}}$ — среднеквадратическое отклонение производной нормального процесса $x(t)$, имеющей, как известно, также нормальное распределение.

На рис. 2 представлена рассчитанная на ЭВМ по (4) зависимость относительного периметра L от $\sigma_{\dot{x}}$. При малых значениях $\sigma_{\dot{x}}$ выражение $\sqrt{1 + 2\sigma_{\dot{x}}^2 t^2}$ можно разложить в степенной ряд и, ограничиваясь тремя первыми членами, получить:

$$L = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} \left(1 + \sigma_{\dot{x}}^2 t^2 - \frac{1}{2} \sigma_{\dot{x}}^4 t^4 \right) e^{-t^2} dt = 1 + \frac{\sigma_{\dot{x}}^2}{2} - \frac{3\sigma_{\dot{x}}^4}{8}, \tag{5}$$

причем, для $\sigma_{\dot{x}} \leqslant 0{,}5$ расчет по (5) дает ошибку не более 15 % в оценке влияния $\sigma_{\dot{x}}$, т. е. в величине $(L - 1)$.

Известно, что дисперсия $\sigma_{\dot{x}}^2$ производной стационарного дифференцируемого случайного процесса $x(t)$ равняется второй производной его корреляционной функции при $\tau = 0$, взятой с обратным знаком, т. е.

$$\sigma_{\dot{x}}^2 = -R''(\tau)|_{\tau=0}. \tag{6}$$

Если $R(\tau)$ имеет вид (2), то

$$R''(0) = -2\sigma^2 \alpha.$$

Измеряя интервал корреляции на условном уровне $0{,}1\,\sigma^2$ (рис. 1), имеем:

$$\alpha = -\frac{\ln 0{,}1}{\tau_k^2} = \frac{2{,}3}{\tau_k^2}. \tag{7}$$

В этом случае (6) принимает вид:

$$\sigma_{\dot{x}}^2 = 4{,}6\, \frac{\sigma^2}{\tau_k^2}. \tag{8}$$

Таким образом, по результатам измерения и аппроксимации корреляционной функции с помощью соотношений (5), (8) и графика (рис. 2) можно определить: во сколько раз периметр шероховатости превышает длину базовой линии (т. е. идеально ровной поверхности). Измеряя корреляционные функции в двух взаимно перпендикулярных направлениях на поверхности и определяя, соответственно, L_1 и L_2, можно в первом приближении величиной $L_1 \times L_2$ оценивать отношение площадей истинной и идеально ровной поверхностей.

Контактная жестокость поверхностей стыкуемых деталей играет большую роль в статической и динамической характеристиках машин. В балансе упругих перемещений, например, суппортов токарных станков, контактные деформации составляют до 80%; в податливости на кручение коробок скоростей и подач доля приведенной контактной податливости шлицевых и шпоночных соединений составляет 35%. Контактная деформация поверхности определяется микронеровностями—упругим и пластическим смятием вершин—, сжатием самих микронеровностей и их вдавливанием в основание. На шлифованных контактных поверхностях пластическая деформация мала [2], в связи с чем рассмотрим упругое сближение шероховатой поверхности с идеально ровной и твердой плоскостью, ограничившись для простоты качественного анализа плоской задачей (случай, когда шероховатости в двух взаимоперпендикулярных направлениях резко различны по величине).

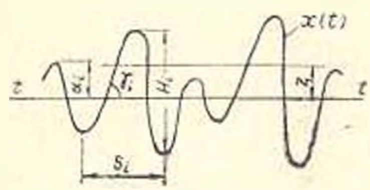

Рис. 3

На рис. 3 профиль шероховатости в виде нормального процесса $x(t)$ центрирован базовой линией $t—t$ (т. е. $m_x = 0$);
H_i, s_i — соответственно высота и ширина основания i-го микровыступа; z—сближение контактирующих поверхностей; z_i — уровень максимума микровыступа; γ_i — угол пересечения профиля i-го микровыступа с нулевой (базовой) линией.
Упругую деформацию $(z_i - z)$ микровыступа представим суммой двух составляющих: сжатия микровыступа $\delta_{icж}$ и смятия вершины $\delta_{icм}$, причем, деформация сжатия определяется как [2]

$$\delta_{icж} = k_{cж} p_i \frac{H_i}{s_i}, \tag{9}$$

а деформацию смятия, вообще пропорциональную силе P_i в степени 2/3 [3], представим в первом приближении линеаризованной зависимостью

$$\delta_{icм} = k_{cм} p_i \tag{10}$$

(здесь $k_{cж}$, $k_{cм}$— коэффициенты, зависящие от свойств материала, а также радиуса закругления микровыступов, т. е. метода обработки). В этом случае сила p_i, воспринимаемая микровыступом, выразится (с учетом $k_1' = k_{cж}/k_{cм}$) как:

$$p_i = \frac{\alpha_i - z}{k_{cм}\left(k_1' \dfrac{H_i}{s_i} + 1\right)}. \tag{11}$$

Очевидно, сила P, приходящаяся на единичную площадь поверхности (т. е. контактное давление) и обусловившая сближение, определится суммированием по всем выступам элементарных сил p_i.

В (11) величины α_i, H_i, s_i являются случайными. Теория выбросов случайных процессов дает выражение математического ожидания числа максимумов $g(\alpha)d\alpha$ функции $x(t)$ на единицу t, имеющих значения в интервале $(\alpha, \alpha + d\alpha)$. Это позволяет найти P интегрированием по α в пределах (z, ∞) произведения элементарной силы $p(\alpha)$ на число максимумов $g(\alpha)d\alpha$ в элементарном интервале. Необходимо лишь учесть зависимость $p(\alpha)$ от случайной величины H_i/s_i.

Примем

$$\frac{H_i}{s_i} = \operatorname{tg}\gamma_i = \beta_i, \tag{12}$$

что справедливо для профиля микровыступа, близкого к треугольному, (выполняется при обработке абразивом [3]) и является значительно более строгим допущением, чем допущение $\gamma_i = \mathrm{const}$, обычно вводимое [2, 3] в анализ деформаций микровыступов. Как видно из рис. 3, $\operatorname{tg}\gamma_i = \beta_i$ представляет собой значения максимумов производной процесса $x(t)$, поскольку соответствует моментам прохождения $x(t)$ через нуль. Из теории выбросов известна функция распределения $w(\beta)$ плотности вероятностей максимумов на уровне β.

С учетом изложенного суммарная сила P выразится следующим образом:

$$P = \int\limits_z^\infty \int\limits_0^\infty p(\alpha, \beta) g(\alpha) w(\beta) d\alpha d\beta. \tag{13}$$

Для нормального случайного процесса при относительно большом z (т. е. α) [7]

$$g(\alpha)d\alpha \approx \frac{\sigma_{\dot{x}}}{\sqrt{2\pi\sigma^3}} \alpha \exp\left(-\frac{\alpha^2}{2\sigma^2}\right). \tag{14}$$

$w(\beta)$ приближается к релеевскому распределению и в нашем случае примет вид

$$w(\beta) \approx \frac{\beta}{\sigma_{\dot{x}}^2} \exp\left(-\frac{\beta^2}{2\sigma_{\dot{x}}^2}\right) \tag{15}$$

при условии [5]

$$\frac{\sqrt{R^{IV}(0)}}{-R''(0)} \sim 1. \tag{16}$$

Несложно проверить, что для $R(\tau)$ по (2) это условие можно принять, так как (16) принимает значение $\sqrt{3}$. Заметим, что, если (16) много больше единицы, то $w(\beta)$ нормализуется.

С учетом (11), (14) и (15) выражение (13) примет вид:

$$P = k_2' \frac{1}{\sigma_x \sigma^3} \int_0^\infty \frac{\beta}{k_1 \beta + 1} e^{-\frac{\beta^2}{2\sigma_x^2}} \left| \int_z^\infty \sigma(\alpha - z) e^{-\frac{\alpha^2}{2\sigma^2}} d\alpha \right| d\beta, \tag{17}$$

где $k_2' = (\sqrt{2\pi} k_{\text{см}})^{-1}$.

Интеграл в квадратных скобках разбивается на два, один из которых вычисляется непосредственно, а второй — по частям с использованием известного приближенного выражения при больших x для интеграла вероятностей

$$\operatorname{erf} x = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt \approx 1 - \frac{e^{-x^2}}{x\sqrt{\pi}}.$$

В результате ($k_2 = 2k_2'$; $k_1 = \sqrt{2}\, k_1'$):

$$P = k_2 \frac{\sigma}{z} e^{-\frac{z^2}{2\sigma^2}} \int_0^\infty \frac{\sigma_x t}{k_1 \sigma_x t + 1} e^{-t^2} dt \tag{18}$$

выражает зависимость сближения (z) поверхностей от контактного давления (P) в функции параметров σ и σ_x шероховатости.

Полученное выражение качественно хорошо отражает экспериментальные результаты.

Во-первых, из (18) следует нелинейная зависимость контактной жесткости от нагрузки. На рис. 4,*а* по (18) построена зависимость сближения z, выраженного в долях σ $\left(\frac{z}{\sigma} = \lambda\right)$, от контактного давления P (в относительных единицах, по зависимости $\lambda^{-1} e^{-\frac{\lambda^2}{2}}$). За начало отчета деформации принято $z = 3\sigma$. Из рисунка видно, что при малых нагрузках жесткость мала, с ростом нагрузки — возрастает, причем, при больших P — линеаризуется. Для сравнения на рис. 4,*б* приводится экспериментальная зависимость [8] упругого сближения δ *мкм* в стыке площадью 75 *см²* из одной шлифованной и другой шабренной поверхностей от среднего давления p *кГ/см²*, качественно совпадающая с полученной на рис. 4,*а* по (18).

Во-вторых, из (18) следует опять-таки известный факт уменьшения жесткости с ростом шероховатости σ. Действительно, неизменному P соответствует неизменное λ, т. е. при росте σ растет и z, а значит и деформация $(3\sigma - z)$; но так как деформация растет при неизменной нагрузке, то жесткость падает.

В-третьих, (18) позволяет объяснить более медленное, чем прямопропорциональное, уменьшение жесткости с ростом шероховатости. Dekoninck [2], приводящий эти данные (например, с ростом R_a в 10 раз жесткость шлифованной поверхности уменьшилась лишь в 2,5 раза), объясняет это большей пластической деформацией при больших неровностях. Такое объяснение противоречит физическому

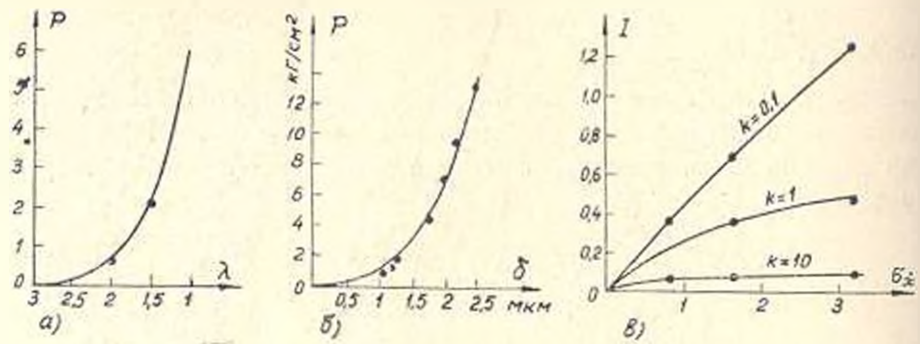

Рис. 4

смыслу, так как пластически деформированные неровности дают меньший прирост силы сопротивления дальнейшему деформированию, чем упруго-деформированные, и, следовательно, еще более уменьшают жесткость. Кроме того, по данным той же работы, в шлифованных поверхностях пластически деформированные выступы не обнаруживаются, а нелинейное уменьшение жесткости с ростом σ всегда имеется.

Объяснить это можно на основании (18) влиянием σ_k'. С ростом σ шероховатости параметр σ_k', пропорциональный отношению σ/τ_k (8), не остается постоянным, а возрастает, но значительно медленнее, поскольку интервал корреляции практически меняется в более узких пределах, чем σ. Это можно усмотреть из приводящихся в работах Peklenik [1, 4] примеров корреляционных функций при различных методах обработки. Например, из двух шлифованных поверхностей одна имеет $\sigma = 2$ *мкм*, $\tau_k = 0{,}18$ *мм*, другая — $\sigma = 0{,}3$ *мкм*, $\tau_k = 0{,}05$ *мм*, т. е. при росте σ в 6,7 раза σ_k' растет лишь вдвое. Кроме того, сила P зависит от σ_k' нелинейно [на рис. 4, *в* даны значения I интеграла в (18)], что еще уменьшает эффект роста σ_k'.

Итак, поскольку с ростом σ_k' сила P возрастает, рост σ_k' всегда меньше роста σ, то эффект падения жесткости с увеличением шероховатости уменьшается.

Интеграл в (18) раскрывает зависимость несущей способности поверхности от параметров корреляционной функции шероховатости, характер которой показан на рис. 4,в. Из него, в частности, следует, что уменьшение интервала корреляции τ_k особенно эффективно при малых σ_x, т. е. при чистовых методах обработки. Поскольку в литературе отсутствуют сведения о влиянии корреляционной функции шероховатости на контактную жесткость, дальнейшее совершенствование анализируемой модели имеет смысл лишь после проведения экспериментальных работ.

Коррелятор для быстрой оценки корреляционной функции шероховатости при исследованиях свойств поверхностей был собран на основе выпускаемых промышленностью приборов. Блок-схема приводится на рис. 5. Коррелятор включает блок измерения и запоминания

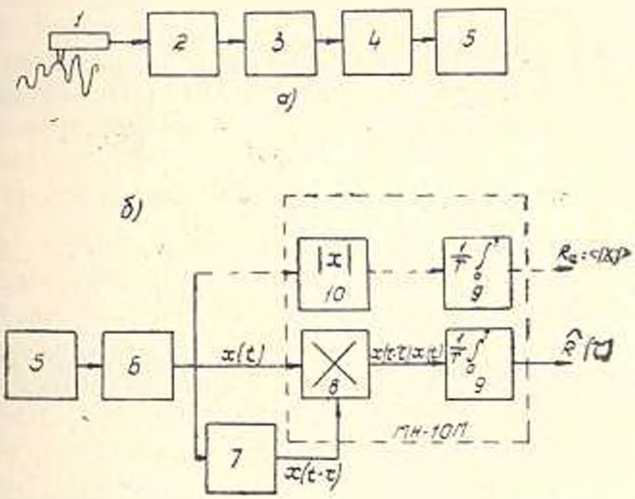

Рис. 5. Блок-схема коррелятора: *а*—измерение и запоминание; *б*—воспроизведение и расчет; *1*—датчик; *2*—профилометр, *3*—ограничивающий фильтр; *4*—модулятор; *5*—магнитофон; *6*—демодулятор; *7*—блок постоянного запаздывания; *8*—блок перемножения; *9*—блок усреднения; *10*—блок выделения модуля.

(рис. 5,*а*), содержащий профилометр мод. 201 (з-да «Калибр»), ограничивающий фильтр для исключения волнистости (рассчитанный по скорости сканирования датчика и базовой длине по ГОСТ 2789-59), модулятор и магнитофон. Вторая часть коррелятора—блок воспроизведения и расчета (рис. 5,*б*)—содержит демодулятор, блок постоянного запаздывания (типа БПЗ-2м), блоки перемножения и усреднения, набранные на аналоговой моделирующей установке типа МН—10м.

Оценка $\hat{R}(\tau)$ корреляционной функции отыскивается на основе реализации коррелятором соотношения (1) путем задания последовательных значений времени задержки τ (на БПЗ—2м) и выполнения при каждом значении операций перемножения и усреднения, что, естественно, связано с повторяющимся проигрыванием записанной реализации.

Возможность использования для введения постоянного запаздывания блока типа БПЗ—2 м, имеющего ограничение $\omega\tau \leq 2\pi$ по спектру частот ω входного сигнала, определяется поставленной целью измерения случайной составляющей корреляционной функции, позволяющей ограничиться диапазоном $\tau \leq \tau_k$. Для функций, связанных парой преобразований Фурье, какими и являются корреляционная функция $R(\tau)$ и спектральная плотность $G(\omega)$, имеет силу общего характера связь $\tau_k \cdot f_в = \mu$, где μ—постоянная порядка единицы, $f_в$ — верхняя частота спектра. Так, для $R(\tau)$ вида (2)

$$G(\omega) = \frac{\sigma^2}{\sqrt{\pi\alpha}} e^{-\frac{\omega^2}{4\alpha}} \tag{19}$$

значению 0,1 $R(\tau)$ соответствует по (7) $\tau_k = \sqrt{2.3/\alpha}$, и если считать $f_в = 1/\tau_k$, то из (19) следует, что $G(\omega_в) \approx 0{,}014$. Иными словами, ограничение по блоку БПЗ—2м позволяет охватить практически весь спектр сигнала.

Длина реализации (время интегрирования) назначается, исходя из желаемой статистической точности оценки $R(\tau)$ (достаточно принять нормированную среднеквадратическую ошибку оценки $\varepsilon = 0{,}1$) и полосы частот процесса (обычно укладывается в 5 *гц*). Инструментальная точность коррелятора оценивалась по тесту на синусоиду и составила примерно 5%. Кроме того, по профилограммам проводился расчет $R(\tau)$ на ЭВМ и результат сравнивался с полученным на корреляторе; расхождения укладывались в заданную величину ε. Калибровка прибора (необходимая из-за подстройки уровня записи и громкости воспроизведения) осуществляется сравнением показаний R_a профилометра со средним по модулю значением сигнала $x(t)$, для чего введен блок *10* (рис. 5,*б*). Время анализа корреляционной функции шероховатости обычно укладывается в 15 *мин*.

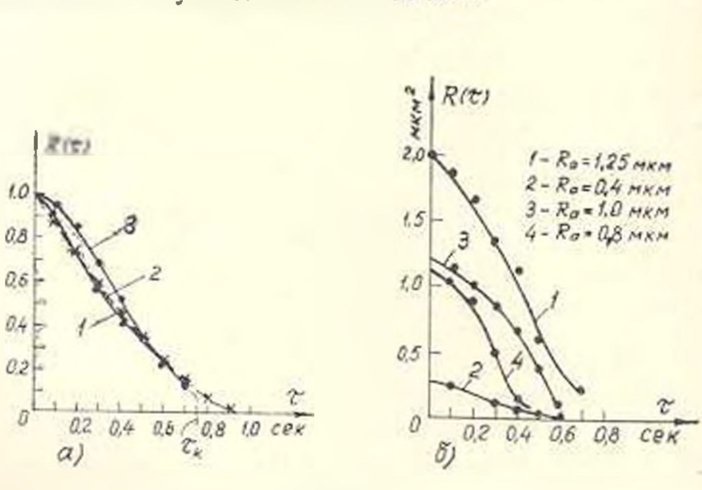

Рис. 6

На рис. 6,*а* для примера показаны:

—нормированная $R(\tau)$ шлифованного образца ($\nabla 8$) по коррелятору (кривая *1*);

—то же, но по расчету на ЭВМ с профилограммы (кривая *2*);

—аппроксимация кривой *1* функцией (2) при α по (7) (кривая *3*).

Кривые *1* и *2* совпадают с точностью 5%; отклонение аппроксимирующей кривой—не более 15%. На рис. 6,*б* для сравнения приводятся корреллограммы, снятые в двух взаимно перпендикулярных направлениях, по образцам после плоского шлифования с чистотой $\nabla 7$ (кривые *1* и *2*) и абразивно-жидкостной обработки до того же класса чистоты (кривые *3* и *4*). Скорость сканирования 1 *мм/мин*. Оценка по выведенным выше соотношениям показывает, что, несмотря на меньшую на 25% (по R_a) высоту микронеровностей, истинная поверхность образца после абразивно-жидкостной обработки оказалась примерно на 10% больше.

Поступило 3.V.1973.

Ս. Լ. ՃԱՌՈՒՏԵՐ, Ռ. Ա. ՔՈՉԱՐՅԱՆ, Ռ. Լ. ՀԱՅՐԻԿՅԱՆ

ԽՈՐԴՈՒԲՈՐԴՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԿՈՌԵԼՅԱՑԻՈՆ ՖՈՒՆԿՑԻԱՆ ՈՐՊԵՍ ՄՇԱԿՎԱԾ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԻ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԲՆՈՒԹԱԳԻՐ

Ամփոփում

Հղկանյութով մշակված մակերևույթի նկատմամբ, որի խորդուբորդությունը իրենից ներկայացնում է ստացիոնար նորմալ պատահական պրոցես, դիտվում է կոռելյացիոն ֆունկցիան՝ որպես մակերևույթի շահագործման հատկությունների, մասնավորապես, մակերևույթի իրական մակերեսի և կցվանքի կոնտակտային ամրության, բնութագիր։ Նկարագրվում է մակերևույթների հատկությունների ուսումնասիրության և խորդուբորդության անհրաժեշտ պարամետրերի ստեղծման միջոցների հետազոտման ժամանակ կոռելյացիոն ֆունկցիայի արագ գնահատման համար արդյունաբերական սարքերի հիման վրա մշակված կոռելյատորը։

ЛИТЕРАТУРА

1. *Feklenik J.* Grundlagen zur Korrelationstheorie technischer Oberflachen. „Industrie-Anzeiger", 87, № 26–30, 1965
2. *Dekoninck I.* De keuze van een ruwheidsparameter met betrekking tot de boodrechte elastische vervormingen van kontaktoppervlakken. „Revue-M-Tijdschrift", v. 14, № 3, 1968.
3. *Дьяченко П. Е.* и др. Площадь фактического контакта сопряженных поверхностей. Изд. АН СССР, М., 1963.

4. *Peklenik J.* New developments in surface characterisation and measurement by means of random process analysis. Intern. Conference of Properties and Metrology of Surfaces. Oxford, 1968, paper 24.
5. *Левин Б. Р.* Теоретические основы статистической радиотехники. Изд. «Советское радио», М., 1969.
6. *Винтенберг Ю. Р.* Применение корреляционной функции для оценки шероховатости шлифованной поверхности. В сб. «Труды ВНИИНАШ», № 5, 1967.
7. *Бендат Дж.* Основы теории случайных шумов и ее применения. Изд. «Наука», М. 1965.
8. Расчет контактных деформаций и отгибов направляющих (руководящие материалы). ЭНИМС. ОНТИ, М., 1963.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
Տեխնիկական գիտութ. սերիա XXVII, №3, 1974 Серия технических наук

ЭНЕРГЕТИКА

В. С. ХАЧАТРЯН

ОБ ОДНОМ АЛГОРИТМЕ РАСЧЕТА УСТАНОВИВШИХСЯ РЕЖИМОВ БОЛЬШИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СИСТЕМ

Рассматривается энергосистема, состоящая из $M+1$ узловых точек, каждый узел которой характеризуется четырьмя режимными параметрами: активной и реактивной мощностями, модулем и аргументом напряжения. В зависимости от типа заданной исходной информации узлы классифицируются:

а) базисный (балансирующий) узел, для которого задаются модуль и аргумент напряжения и необходимо определить активную и реактивную мощности;

б) станционный узел, для которого задаются активная мощность и модуль напряжения и необходимо определить реактивную мощность и аргумент напряжения;

в) нагрузочный узел, для которого задаются активная и реактивная мощности и необходимо определить аргумент и модуль комплексного напряжения.

Задача заключается в определении вышеуказанных неизвестных параметров путем решения системы нелинейных алгебраических уравнений установившихся режимов, построенных на основе Z обобщенных параметров сети [1÷4].

$$\dot{U}_i = \dot{U}_Б + Z_{ij} \cdot \dot{I}_j, \tag{1}$$

где $\dot{U}_i$ и $\dot{I}_j$ — многомерные векторы узловых комплексных напряжений и токов, $\dot{U}_Б$ — напряжение базисного узла, а Z_{ij} — матрица обобщенных параметров. Исследование показало, что, с точки зрения быстроты сходимости, для решения системы (1) необходимо пользоваться методом Ньютона-Рафсона. Однако, из-за требования большой памяти при построении матрицы Якоби, до настоящего времени для решения (1) не был применен метод Ньютона-Рафсона. Поэтому, успешное применение метода Ньютона-Рафсона требует минимизации порядка Z-матрицы или матрицы Якоби.

С этой целью применяется идея представления большой энергосистемы как совокупности радиально соединенных подсистем [3, 4]. При этом, вместо матрицы Z_{ij} в память машины необходимо хранить другую матрицу, которая называется расчетной Z-матрицей и имеет следующий вид [4]:

$$\left|\begin{array}{ccccc|c}
Z_{i_1j_1} & & & & & \Delta Z_{i_1s_1} \\
 & Z_{i_2j_2} & & & & \Delta Z_{i_2s_2} \\
 & & \ddots & & & \vdots \\
 & & & Z_{i_Nj_N} & & \Delta Z_{i_Ns_N} \\
 & & & & & \Delta Z^{-1}
\end{array}\right| \qquad (2)$$

Из (2) нетрудно заметить, что для хранения расчетной Z матрицы требуется несравненно меньшая память, чем для хранения Z_{ij}-матрицы и (1). Порядок матрицы Якоби характеризуется порядком Z-матрицы. Поэтому, представление большой энергосистемы как совокупности радиально связанных подсистем открывает новые возможности для решения систем нелинейных алгебраических уравнений методом Ньютона-Рафсона.

На основании расчетной Z-матрицы (2) можно написать систему матричных уравнений отдельных подсистем:

$$\begin{aligned}
&\dot U_{i_1} = \dot U_{\text{Б}i_1} + Z_{i_1j_1} \cdot \dot I_{j_1}, \\
&\dot U_{i_2} = \dot U_{\text{Б}i_2} + Z_{i_2j_2} \cdot \dot I_{j_2}, \\
&\dots\dots\dots\dots \qquad\qquad\qquad\qquad (3) \\
&\dot U_{i_N} = \dot U_{\text{Б}i_N} + Z_{i_Nj_N} \cdot \dot I_{j_N},
\end{aligned}$$

где $\dot U_{i_1}, \dot U_{i_2}, \dots, \dot U_{i_N}$, $\dot I_{j_1}, \dot I_{j_2}, \dots, \dot I_{j_N}$—многомерные векторы узловых комплексных напряжений и токов отдельных подсистем; $\dot U_{\text{Б}i_1}, \dot U_{\text{Б}i_2}, \dots, \dot U_{\text{Б}i_N}$—многомерные векторы базисных напряжений отдельных подсистем. Базисные напряжения отдельных подсистем определяются на основании следующих выражений:

$$\begin{aligned}
&\dot U_{\text{Б}i_1} = \dot U_{\text{Б}} + Z_{i_1\text{M}_1} \cdot \Delta \dot I_{1,N} + \Delta Z_{i_1s_1} \cdot \dot I_{\text{T}}; \\
&\dot U_{\text{Б}i_2} = \dot U_{\text{M}_1} + Z_{i_2\text{M}_2} \cdot \Delta \dot I_{2,N} + \Delta Z_{i_2s_2} \cdot \dot I_{\text{T}}; \\
&\dots\dots\dots\dots\dots\dots \qquad\qquad\qquad (4) \\
&\dot U_{\text{Б}i_N} = \dot U_{\text{M}_{N-1}} + Z_{i_N\text{M}} \cdot \Delta \dot I_{N,N} + \Delta Z_{i_Ns_N} \cdot \dot I_{\text{T}}.
\end{aligned}$$

О величинах, входящих в (4), подробно говорится в [4].

После установления численных значений напряжений (4), матричные уравнения отдельных подсистем из (3) можно рассмотреть как самостоятельные уравнения. Умножая обе части каждого матричного уравнения (3) на соответствующие значения сопряженного комплексного тока, получим следующую квазидиагональную форму нелинейных алгебраических уравнений относительно векторов активных и реактивных мощностей соответствующих подсистем:

$$
\begin{bmatrix}
\begin{matrix}\Phi_{pi_1}(P,\ Q,\ U,\ \psi)=0\\ \Phi_{qi_1}(P,\ Q,\ U,\ \psi)=0\end{matrix} & & & \\
& \begin{matrix}\Phi_{pi_2}(P,\ Q,\ U,\ \psi)=0\\ \Phi_{qi_2}(P,\ Q,\ U,\ \psi)=0\end{matrix} & & \\
& & \ddots & \\
& & & \begin{matrix}\Phi_{pi_N}(P,\ Q,\ U,\ \psi)=0\\ \Phi_{qi_N}(P,\ Q,\ U,\ \psi)=0\end{matrix}
\end{bmatrix}
\tag{5}
$$

Применительно к (5) метод Ньютона-Рафсона дает:

$$
\begin{bmatrix} Q_{m_1}\\ U_{k_1}\\ \psi_{l_1}\\ \vdots\\ Q_{m_N}\\ U_{k_N}\\ \psi_{l_N}\end{bmatrix}^{i}
=
\begin{bmatrix} Q_{m_1}\\ U_{k_1}\\ \psi_{l_1}\\ \vdots\\ Q_{m_N}\\ U_{k_N}\\ \psi_{l_N}\end{bmatrix}^{i-1}
-
\begin{bmatrix}
\begin{matrix}
\frac{\partial\Phi_{pm_1}}{\partial Q_{n_1}} & \frac{\partial\Phi_{pm_1}}{\partial U_{g_1}} & \frac{\partial\Phi_{pm_1}}{\partial\psi_{f_1}}\\
\frac{\partial\Phi_{pk_1}}{\partial Q_{n_1}} & \frac{\partial\Phi_{pk_1}}{\partial U_{g_1}} & \frac{\partial\Phi_{pk_1}}{\partial\psi_{f_1}}\\
\frac{\partial\Phi_{ql_1}}{\partial Q_{n_1}} & \frac{\partial\Phi_{ql_1}}{\partial U_{g_1}} & \frac{\partial\Phi_{ql_1}}{\partial\psi_{f_1}}
\end{matrix} & & \\
& \ddots & \\
& & \begin{matrix}
\frac{\partial\Phi_{pm_N}}{\partial Q_{n_N}} & \frac{\partial\Phi_{pm_N}}{\partial U_{g_N}} & \frac{\partial\Phi_{pm_N}}{\partial\psi_{f_N}}\\
\frac{\partial\Phi_{pk_N}}{\partial Q_{n_N}} & \frac{\partial\Phi_{pk_N}}{\partial U_{g_N}} & \frac{\partial\Phi_{pk_N}}{\partial\psi_{f_N}}\\
\frac{\partial\Phi_{ql_N}}{\partial Q_{n_N}} & \frac{\partial\Phi_{ql_N}}{\partial U_{g_N}} & \frac{\partial\Phi_{ql_N}}{\partial\psi_{f_N}}
\end{matrix}
\end{bmatrix}^{-1}
\times
\begin{bmatrix} \Phi_{pm_1}\\ \Phi_{pk_1}\\ \Phi_{ql_1}\\ \vdots\\ \Phi_{pm_N}\\ \Phi_{pk_N}\\ \Phi_{ql_N}\end{bmatrix}
\tag{6}
$$

Величины, входящие в (6), определяются как:

$$\Phi_{pi} = \frac{1}{U_i}\left(U_{\text{Б}ai}H_i + U_{\text{Б}pi}K_i\right) + \gamma_{ij} - P_i = 0; \tag{7}$$

$$\Phi_{qi} = \frac{1}{U_i}\left(U_{\text{Б}ai}K_i - U_{\text{Б}pi}H_i\right) + \delta_{ij} - Q_i = 0. \tag{8}$$

На основании (7) и (8) можно написать выражения частных производных, входящих в матрицу Якоби.

При одинаковых индексах ($i=j$):

$$\frac{\partial\Phi_{pi}}{\partial Q_i} = \frac{1}{U_i}\left(U_{\text{Б}ai}\sin\psi_i - U_{\text{Б}pi}\cos\psi_i\right) + \frac{2Q_i}{U_i^2}R_{ii} + \Theta_{ij}; \tag{9}$$

$$\frac{\partial\Phi_{pi}}{\partial U_i} = -\frac{P_i^2+Q_i^2}{U_i^2}R_{ii} - \frac{P_i}{U_i}; \tag{10}$$

$$\frac{\partial \Phi_{pi}}{\partial \psi_i} = -\frac{P_i^2 + Q_i^2}{U_i^2} R_{ii} + Q_i; \tag{11}$$

$$\frac{\partial \Phi_{qi}}{\partial Q_i} = \frac{1}{U_i} (U_{\text{Ба}i} \cos\psi_i + U_{\text{Бр}i} \sin\psi_i) + \frac{2Q_i}{U_i^2} X_{ii} + \alpha_{ii} - 1; \tag{12}$$

$$\frac{\partial \Phi_{qi}}{\partial U_i} = -\frac{P_i^2 + Q_i^2}{U_i^2} X_{ii} - \frac{Q_i}{U_i}; \tag{13}$$

$$\frac{\partial \Phi_{qi}}{\partial \psi_i} = \frac{P_i^2 + Q_i^2}{U_i^2} R_{ii} - P_i. \tag{14}$$

При разных индексах ($i \neq j$):

$$\frac{\partial \Phi_{pj}}{\partial Q_i} = R_{ij} \beta_{ij} + X_{ij} \alpha_{ij}; \tag{15}$$

$$\frac{\partial \Phi_{pj}}{\partial U_i} = -\frac{1}{U_i} (R_{ji} A_{ji} + X_{ji} B_{ji}); \tag{16}$$

$$\frac{\partial \Phi_{pj}}{\partial \psi_i} = R_{ji} B_{ji} - X_{ji} A_{ji}; \tag{17}$$

$$\frac{\partial \Phi_{qj}}{\partial Q_i} = -(R_{ij} \alpha_{ij} - X_{ij} \beta_{ij}); \tag{18}$$

$$\frac{\partial \Phi_{qj}}{\partial U_i} = \frac{1}{U_i} (R_{ji} B_{ji} - X_{ji} A_{ji}); \tag{19}$$

$$\frac{\partial \Phi_{qj}}{\partial \psi_i} = R_{ji} A_{ji} + X_{ji} B_{ji}. \tag{20}$$

В вышеприведенных выражениях приняты следующие обозначения:

$$\text{H}_i = P_i \cos\psi_i + Q_i \sin\psi_i; \tag{21}$$

$$\text{K}_i = P_i \sin\psi_i - Q_i \cos\psi_i. \tag{22}$$

$$A_{ij} = \frac{1}{U_i U_j} [(P_i P_j + Q_i Q_j) \cos(\psi_i - \psi_j) + (Q_i P_j - P_i Q_j) \sin(\psi_i - \psi_j)]; \tag{23}$$

$$B_{ij} = \frac{1}{U_i U_j} [(P_i P_j + Q_i Q_j) \sin(\psi_i - \psi_j) - (Q_i P_j - P_i Q_j) \cos(\psi_i - \psi_j)]; \tag{24}$$

$$\alpha_{ij} = \frac{1}{U_i U_j} [P_j \cos(\psi_i - \psi_j) - Q_j \sin(\psi_i - \psi_j)]; \tag{25}$$

$$\beta_{ij} = \frac{1}{U_i U_j} [P_j \sin(\psi_i - \psi_j) + Q_j \cos(\psi_i - \psi_j)]; \tag{26}$$

$$\alpha_{ij}=\sum_{j=1}^{M}(R_{ij}A_{ij}+X_{ij}B_{ij}); \tag{27}$$

$$\beta_{ij}=\sum_{j=1}^{M}(x_{ij}A_{ij}-R_{ij}B_{ij}); \tag{28}$$

$$\gamma_{ij}=\sum_{\substack{l=1\\ j\neq i}}^{M}(R_{ij}\alpha_{ij}+x_{ij}\beta_{ij}); \tag{29}$$

$$\Theta_{ij}=\sum_{\substack{l=1\\ j\neq i}}^{M}(R_{ij}\beta_{ij}-x_{ij}\alpha_{ij}). \tag{30}$$

С другой стороны:

$$U_{\text{Б}a i}=\operatorname{Re}(\dot{U}_{\text{Б}i}); \quad U_{\text{Б}pi}=\operatorname{Im}(\dot{U}_{\text{Б}i}). \tag{31}$$

Предлагается следующая очередность решения поставленной задачи.

1. Устанавливаются предварительные значения комплексных токов узлов большой энергосистемы как совокупность узловых токов отдельных подсистем:

$$\dot{I}_i=(\dot{I}_{i_1},\ I_{i_2},\ \ldots,\ I_{i_N}). \tag{32}$$

При этом токи отдельных узлов определяются по формуле:

$$I_i=\frac{P_i-jQ_i}{\hat{U}_i}. \tag{33}$$

2. Устанавливаются численные значения базисных напряжений первой подсистемы $\dot{U}_{\text{Б}_1}$.

3. Устанавливая численные значения элементов матрицы Якоби первой подсистемы, определяются неизвестные режимные параметры этой же подсистемы из (6):

$$\begin{bmatrix} Q_{m_1} \\ U_{k_1} \\ \varphi_{l_1} \end{bmatrix}^{i}=\begin{bmatrix} Q_{m_1} \\ U_{k_1} \\ \varphi_{l_1} \end{bmatrix}^{(i-1)}-\begin{bmatrix} \dfrac{\partial\Phi_{pm_1}}{\partial Q_{n_1}} & \dfrac{\partial\Phi_{pm_1}}{\partial U_{k_1}} & \dfrac{\partial\Phi_{pm_1}}{\partial\varphi_{l_1}} \\ \dfrac{\partial\Phi_{pk_1}}{\partial Q_{n_1}} & \dfrac{\partial\Phi_{pk_1}}{\partial U_{k_1}} & \dfrac{\partial\Phi_{pk_1}}{\partial\varphi_{l_1}} \\ \dfrac{\partial\Phi_{ql_1}}{\partial Q_{n_1}} & \dfrac{\partial\Phi_{ql_1}}{\partial U_{k_1}} & \dfrac{\partial\Phi_{ql_1}}{\partial\varphi_{l_1}} \end{bmatrix}^{-1}\times\begin{bmatrix} \Phi_{pm_1} \\ \Phi_{pk_1} \\ \Phi_{ql_1} \end{bmatrix}. \tag{34}$$

4. Определяя из (30) комплексное напряжение $\dot{U}_{\text{М}_1}$, последнего М_1 узла первой подсистемы, устанавливаем численные значения базисных напряжений второй подсистемы $\dot{U}_{\text{Б}i_2}$.

5. Устанавливаются численные значения элементов матрицы Якоби для второй подсистемы и определяются ее режимные параметры и т. д.

6. Определяя комплексное напряжение $\dot{U}_{M_1 N-1}$ последнего узла предпоследней подсистемы, устанавливаются численные значения базисных напряжений N-ой подсистемы.

7. Устанавливая численные значения элементов матрицы Якоби N-ой подсистемы, определяются ее неизвестные режимные параметры из (6):

$$\begin{vmatrix} Q_{m_N} \\ U_{k_N} \\ \psi_{i_N} \end{vmatrix}^{l} = \begin{vmatrix} Q_{m_N} \\ U_{k_N} \\ \psi_{i_N} \end{vmatrix}^{l-1} \times \begin{vmatrix} \dfrac{\partial\Phi_{pm_N}}{\partial Q_{n_N}} & \dfrac{\partial\Phi_{pm_N}}{\partial U_{g_N}} & \dfrac{\partial\Phi_{pm_N}}{\partial\psi_{j_N}} \\ \dfrac{\partial\Phi_{pk_N}}{\partial Q_{n_N}} & \dfrac{\partial\Phi_{pk_N}}{\partial U_{g_N}} & \dfrac{\partial\Phi_{pk_N}}{\partial\psi_{j_N}} \\ \dfrac{\partial\Phi_{ql_N}}{\partial Q_{n_N}} & \dfrac{\partial\Phi_{ql_N}}{\partial U_{g_N}} & \dfrac{\partial\Phi_{ql_N}}{\partial\psi_{j_N}} \end{vmatrix}^{-1} \times \begin{vmatrix} \Phi_{pm_N} \\ \Phi_{pk_N} \\ \Phi_{ql_N} \end{vmatrix} \qquad (35)$$

Этим заканчивается полный цикл одной итерации. Процесс считается законченным, когда функции Φ_p и Φ_q стремятся к нулю.

Пример расчета. Для численной иллюстрации предложенного метода рассмотрим схему замещения одной электрической системы, состоящей из 10 узлов и представляющей совокупность трех радиально связанных подсистем [4]. Численные значения элементов расчетной Z-матрицы также приводятся в [4]. Задается следующая исходная информация относительно режимных параметров отдельных узлов (табл. 1).

Таблица 1

Исходные режимные параметры

Узлы	Подсистемы	*P*, *Мвт*	*Q*, *Мвар*	*U*, *кв*	ψ
ЭС—0		—	—	220,0	0°0′
ЭН—1	I	110,0	50,0	—	—
ЭС—2		106,0	—	215,1	—
ЭН—3		60,0	28,0	—	—
ЭН—4		104,0	51,0	—	—
ЭС—5	II	85,0	—	210,2	—
ЭН—6		100,0	48,0	—	—
ЭС—7		60,0	—	215,1	—
ЭН—8	III	94,0	45,0	—	—
ЭС—9		80,0	—	212,1	—

Процесс решения данной задачи производится по той же последовательности, что и было предложено выше.

1. Устанавливаются предварительные значения узловых токов отдельных подсистем:

$$\begin{vmatrix} \dot I_1 \\ \dot I_2 \\ \dot I_3 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} -0{,}5000+j0{,}2273 \\ 0{,}4930+j0{,}0000 \\ -0{,}2727+j0{,}1273 \end{vmatrix}; \qquad \begin{vmatrix} \dot I_4 \\ \dot I_5 \\ \dot I_6 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0{,}4727+j0{,}2318 \\ 0{,}4044+j0{,}0000 \\ -0{,}4545+j0{,}2182 \end{vmatrix};$$

$$\begin{vmatrix} \dot I_7 \\ \dot I_8 \\ \dot I_9 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 0{,}2789+j0{,}0000 \\ -0{,}4273+j0{,}2045 \\ 0{,}3771+j0{,}0000 \end{vmatrix}.$$

2. Устанавливается численное значение

$$\dot U_{Б_1} = \begin{vmatrix} \dot U_{Б1} \\ \dot U_{Б2} \\ \dot U_{Б3} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 210{,}9023+j0{,}6657 \\ 209{,}3068+j0{,}2597 \\ 209{,}2425-j0{,}4768 \end{vmatrix}.$$

3. Устанавливаются численные значения элементов матрицы Якоби

0,4872	−0,0319	−0,0025	−54,8041	3,3947	−1,2482
0,0120	0,0332	0,0076	2,1294	−5,0650	1,5250
−0,0023	−0,0213	0,2695	−1,2590	2,2681	−29,7074
0,2054	0,0012	−0,0056	112,8102	−0,1363	0,5507
0,0096	−0,0420	0,0069	−2,6473	−103,4972	−1,6812
−0,0057	−0,0008	0,1195	0,5256	0,0889	60,6902

и определяются неизвестные режимные параметры I подсистемы: $U_1=210{,}5593$ *кв*; $Q_2=141{,}5814$ *Мвар*, $U_3=213{,}4790$ *кв*; $\psi_1=-1°34'$; $\psi_2=-2°29'$ и $\psi_3=-1°16'$.

4. Определяются комплексное напряжение $\dot U_3=213{,}4159-j4{,}7180$ и численное значение напряжения $\dot U_{Б_2}$:

$$\begin{vmatrix} \dot U_{Б4} \\ \dot U_{Б5} \\ \dot U_{Б6} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 216{,}8767-j1{,}5115 \\ 219{,}5499-j1{,}7396 \\ 219{,}9984-j1{,}1068 \end{vmatrix}.$$

5. Устанавливается матрица Якоби второй подсистемы

0,4655	−0,0314	−0,0067	−54,1047	2,6753	−2,9858
0,0097	0,0531	0,0142	1,6066	−4,4453	2,2042
−0,0069	−0,0449	0,4101	−2,9603	3,8168	−53,1994
0,2177	0,0004	−0,0135	105,5801	−0,0397	1,4880
0,0073	−0,0536	0,0100	−2,1395	−82,3784	−3,1248
−0,0134	0,0027	0,1945	1,5380	−0,2347	103,1665

и определяются неизвестные режимные параметры:

$U_4=207{,}8623$; $Q_5=-13{,}5383$; $U_6=206{,}0394$; $\psi_4=-0°57'$; $\psi_5=0°22'$; $\psi_6=-1°14'$.

6. Определяются комплексное напряжение $\dot U_6=206{,}1368-j4{,}4311$ и численное значение напряжения $\dot U_{Б_3}$:

$$\begin{vmatrix} \dot U_{Б7} \\ \dot U_{Б8} \\ \dot U_{Б9} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} 206{,}7787-j9{,}7761 \\ 206{,}7524-j10{,}9651 \\ 206{,}7432-j13{,}4178 \end{vmatrix}$$

7. Устанавливается матрица Якоби третьей подсистемы

0,0390	0,0131	0,0331	−1,9763	2,4239	−2,6723
−0,0619	0,4080	−0,0765	3,7176	−52,7761	6,1269
0,0445	0,0221	0,0756	−2,6723	3,7292	−5,8876
−0,0656	0,0106	−0,0153	−59,0585	−2,8913	1,2730
−0,0001	0,1691	0,0018	0,0071	98,2313	−0,1450
−0,0212	0,0169	−0,0701	1,2730	−4,8634	−76,8087

и определяются неизвестные режимные параметры: $Q_7=94{,}0219$; $U_8=208{,}3876$; $Q_9=22{,}6437$; $\psi_7=-6°6'$; $\psi_8=1°56'$; $\psi_9=-0°36'$.

Используя полученные значения режимных параметров отдельных подсистем и заданные исходные данные, начинаем новую итерацию. Проведя три итерации, устанавливаются значения неизвестных режимных параметров с обеспечением средней точности 0,01.

АрмНИИЭ

Поступило 1.II.1974.

Վ. Ս. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

ՄԵԾ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՍԻՍՏԵՄՆԵՐԻ ԿԱՅՈՒՆ ՌԵԺԻՄՆԵՐԻ ՀԱՇՎՄԱՆ ՄԻ ԱԼԳՈՐԻԹՄԻ ՄԱՍԻՆ

Ամփոփում

Մեծ էլեկտրական սիստեմների կայուն էլեկտրական ռեժիմների հաշվման համար հոդվածում առաջարկվում է նոր մեթոդ՝ հիմնված այն սկզբունքի վրա, որ մեծ էներգասիստեմները կարելի է ներկայացնել որպես շառավղային մեկ կապ ունեցող ենթասիստեմների ամբողջություն։ Ստացված ոչ-գծային հանրահաշվական հավասարումների սիստեմների լուծման համար օգտագործվում է Նյուտոնի մեթոդը։ Մշակված է հաշվարկային ալգորիթմ, որը հնարավորություն է ընձեռնում կազմել համապատասխան ծրագիր թվային հաշվիչ մեքենաների համար։

ЛИТЕРАТУРА

1. *Адонц Г. Т.* Многополюсник. Изд. АН АрмССР, Ереван, 1965.
2. *Маркович И. М.* Режимы энергетических систем. Госэнергоиздат, 1963.
3. *Хачатрян В. С., Суханов О. А.* Диакоптика и задача определения обобщенных параметров больших энергосистем. «Электричество», 1973, № 4.
4. *Хачатрян В. С.* Метод и алгоритм расчета установившихся режимов больших энергосистем. «Известия АН СССР. Энергетика и транспорт», 1973, № 4.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
Տեխնիկական գիտութ. սերիա XXVII, № 3, 1974 Серия технических наук

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Р. С. РАФАЕЛЯН, Г. Л. КАНТАРДЖЯН, Р. А. ХАЧАТРЯН

ОПТИМИЗАЦИЯ ИНЕРЦИОННЫХ СИСТЕМ С КОРРЕКТИРОВКОЙ РАБОЧИХ ШАГОВ ПО СКОРОСТИ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ДРЕЙФА СТАТИЧЕСКОЙ НЕЛИНЕЙНОЙ ХАРАКТЕРИСТИКИ

Большинство объектов, встречающихся на практике, можно с достаточной степенью точности аппроксимировать двумя апериодическими звеньями (1). При этом отыскание и поддерживание оптимального входного управления происходит в условиях, когда управляемая система подвержена низкочастотным возмущениям $\varphi(t)$, приводящим к непрерывному дрейфу статической экстремальной характеристики, в частности, случаю малоизученного горизонтального дрейфа. Доказано, что неучет горизонтального дрейфа статической экстремальной характеристики может привести к выходу системы из состояния устойчивости, т. е. система вместо нахождения значения входного параметра, соответствующего экстремуму выхода, может в процессе поиска сместить входной параметр в одно из своих крайних положений и, таким образом, нарушить нормальный ход технологического цикла (если система связана с таковым), а в некоторых случаях даже привести к созданию аварийной ситуации.

Выведем алгоритм, определяющий стратегию поиска последовательности управлений, применяя идею прогнозирования установившегося значения [2, 3] с корректировкой величин шагов в зависимости от скорости горизонтального дрейфа, и обеспечивающий устойчивость в процессе поиска экстремума.

Структурная схема системы показана на рис. 1. Экстремальное звено аппроксимировано параболой второго порядка $Q_{ст}-Q^*=-kx^2$. Передаточные функции приняты в виде $W_i(b)=\dfrac{1}{T_ip+1}$, где $T_1\neq T_2$ —заданные постоянные времени апериодических звеньев.

$\varphi(t)$ — аддитивные случайные помехи, накладываемые на выходе системы: они представляют собой случайный процесс с ограниченной дисперсией (наличие смещенности их не будет ограничивать общности выводов).

$\Phi(p)$ — фильтр, отфильтровывающий (полностью или частично) помехи $\varphi(t)$. Поскольку постоянная времени фильтра намного меньше T_1 и T_2, то при исследовании динамики системы ею можно пренебречь.

В УВМ значения $Q^{эф}(t)$ преобразуются в цифровой код, и, далее, по этой информации реализуется выводимый алгоритм с воздействием на управляемый входной параметр $x(t)$.

Предположим, что скорость $V^{г}(t)$ горизонтальной составляющей дрейфа в интервалах между двумя последовательными смещениями входного управляющего воздействия апроксимирована своими средними значениями $V_i^{г}$, что естественно для инерционных объектов, в которых превалирует постоянная составляющая дрейфа.

Связь между динамическим выходом Q и статическим выходом $Q_{ст}$ представится уравнением

$$(T_1p+1)(T_2p+1)Q=Q_{ст} \tag{1}$$

с начальными условиями: при $t=0$

$$x=x_0, \qquad Q=Q_0 \qquad Q'=Q_0', \tag{2}$$

причем, в общем случае, $Q_0 \neq Q(x_0)$.

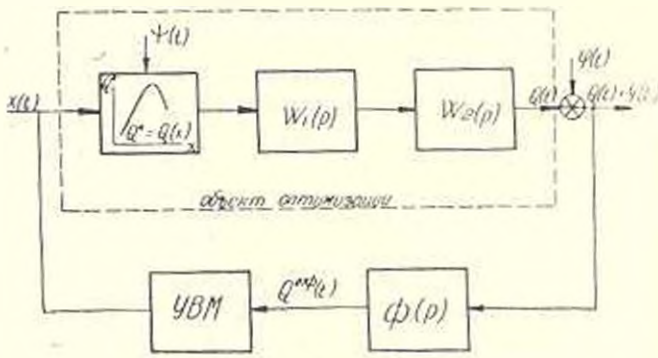

Рис. 1.

Пусть в момент времени $t=0^+$ в произвольном направлении совершено скачкообразное изменение управления на величину Δx. Полагаем, что статическая характеристика дрейфует вправо, что не сужает общности рассуждений. Во временном интервале $0 \leq t < t_1$ переходный процесс определяется начальными условиями (2) и переменным во времени (из-за дрейфа) возмущающим воздействием

$$Q_{ст}-Q_0=a_0-[k(x_0-V_0^{г}t)^2-kx_0^2]=a_0+2kx_0V_0^{г}t-k(V_0^{г})^2t^2, \tag{3}$$

где a_0 — составляющая возмущающего воздействия при $V_0^{г}=0$. Перейдем к системе координат $\Delta=Q-Q_0$; t. Тогда переходный процесс опишется уравнением

$$(T_1p+1)(T_2p+1)\Delta=a_0+2kx_0V_0^{г}t-k(V_0^{г})^2t^2 \tag{4}$$

с начальными условиями:

$$\Delta(t=0)=0; \qquad \Delta'(t=0)=\Delta_0'. \tag{5}$$

Общее решение уравнения (4) с начальными условиями (5) имеет вид:

$$\Delta(t)=a_0A(t)+\Delta_0'B(t)+k(V_0')^2C(t)+kV_0'x_0D(t), \tag{6}$$

где

$$A(t)=1-\frac{T_1}{T_1-T_2}e^{-t/T_1}+\frac{T_2}{T_1-T_2}e^{-t/T_2};$$

$$B(t)=\frac{T_1T_2}{T_1-T_2}\left(e^{-t/T_1}-e^{-t/T_2}\right);$$

$$C(t)=2\left|\frac{T_1^3}{T_1-T_2}e^{-t/T_1}-\frac{T_2^3}{T_1-T_2}e^{-t/T_2}-\frac{t^2}{2}+t(T_1+T_2)-T_1^2-T_1T_2-T_2^2\right|;$$

$$D(t)=2\left|\frac{T_1^2}{T_1-T_2}e^{-t/T_1}-\frac{T_2^2}{T_1-T_2}e^{-t/T_2}+t-T_1-T_2\right|.$$

Обозначив $k(V_0')^2=\beta_0$, $kV_0'=\gamma_0$ и придав $\Delta(t)$ в этом интервале по номеру входного смещения индекс 0, (6) запишется в виде:

$$\Delta_0(t)=a_0A(t)+\Delta_0'B(t)+\beta_0C(t)+\gamma_0x_0D(t). \tag{9}$$

Таким образом, искомые неизвестные a_0, Δ_0', β_0 и γ_0 связаны с $\Delta_0(t)$ функциональной зависимостью (9), аналитический вид которой известен. Для определения неизвестных даются n выдержек времени через равные интервалы времени τ, в конце которых измеряются значения $\Delta_0(i\tau)=\Delta_{0i}$. Интервалы выдержек выбираются, исходя из параметров объекта. Получаем систему $n+1$ линейных алгебраических уравнений:

$$|a_0A_i+\Delta_0'B_i+\beta_0C_i+\gamma_0x_0D_i-\Delta_{0i}=0|. \tag{10}$$

Если в систему (10) подставить какой-нибудь набор значений $|a_0;\ \Delta_0';\ \beta_0,\ \gamma_0|$, то, в общем случае, левые части уравнений (10) будут равны не нулю, а соответственно $-\varepsilon_0, \varepsilon_1, \ldots, \varepsilon_n$ из-за неидеальной фильтрации аддитивных помех $\varphi(t)$, накладываемых на динамическом выходе системы (см. рис. 1).

Определим систему значений a_0; Δ_0'; β_0; γ_0 таким образом, чтобы сумма квадратов ошибок

$$E=\sum_{i=0}^{n}\varepsilon_i^2=\sum_{i=0}^{n}(a_0A_i+\Delta_0'B_i+\beta_0C_i+\gamma_0x_0D_i-\Delta_{0i})^2 \tag{11}$$

была минимальной. Отсюда получаем систему:

$$\frac{1}{2}\frac{\partial E}{\partial a_0}=a_0\sum_{i=0}^{n}A_i^2+\Delta_0'\sum_{i=0}^{n}A_iB_i+\beta_0\sum_{i=0}^{n}A_iC_i+\gamma_0x_0\sum_{i=0}^{n}A_iD_i-\sum_{i=0}^{n}A_i\Delta_{0i}=0;$$

$$\frac{1}{2}\frac{\partial E}{\partial \Delta_0'} = a_0\sum_{i=0}^{n} A_i B_i + \Delta_0'\sum_{i=0}^{n} B_i^2 + \delta_0 \sum_{i=0}^{n} B_i C_i + \gamma_0 x_0 \sum_{i=0}^{n} B_i D_i - \sum_{i=0}^{n} B_i \Delta_{0i} = 0;$$

$$\frac{1}{2}\frac{\partial E}{\partial \gamma_0} = a_0 x_0 \sum_{i=0}^{n} A_i D_i + \Delta_0' x_0 \sum_{i=0}^{n} D_i B_i + \delta_0 x_0 \sum_{i=0}^{n} D_i C_i + \gamma_0 x_0^2 \sum_{i=0}^{n} D_i^2 - x_0 \sum_{i=0}^{n} \Delta_{0i} D_i = 0;$$

$$\frac{1}{2}\frac{\partial E}{\partial \delta_0} = a_0 \sum A_i C_i + \Delta_0' \sum_{i=0}^{n} B_i C_i + \delta_0 \sum_{i=0}^{n} C_i^2 + \gamma_0 x_0 \sum D_i C_i - \sum \Delta_{0i} C_i = 0. \tag{12}$$

Решив систему (12), определим наиболее вероятные оценки a_0^*, $\Delta_0'^*$, δ_0^*, γ_0^* параметров a_0, Δ_0', δ_0, γ_0.

Полученные оценки представятся в виде:

$$a_0^* = \frac{|D_{a_0}|}{|D|}; \; \Delta_0'^* = \frac{|D\Delta_0'|}{|D|}; \; \delta_0^* = \frac{|D_{\delta_0}|}{|D|}; \; \gamma_0^* = \frac{|D_{\gamma_0}|}{|D|}, \tag{13}$$

где $|D|$ — главный определитель системы (12), а $|D_{a_0}|$, $|D\Delta_0'|$, $|D_{\delta_0}|$, $|D_{\gamma_0}|$ — определители, полученные из $|D|$ заменой столбцов при соответствующих индексах определителей столбцом свободных членов.

Используя полученные оценки a_0^*, $\Delta_0'^*$, δ_0^* и γ_0^*, можем определить наиболее вероятную оценку Q_1^* значения статической характеристики Q_1, соответствующего фиксированному значению управления x_1,

$$Q_1^* = Q_0 + a_0^* + 2\gamma_0^* x_0 n\tau - \delta_0^*(n\tau^2). \tag{14}$$

Далее, сравниваем значения Q_1^* и Q_0.

$$r_0 = Q_1^* - Q_0. \tag{15}$$

Новое скачкообразное изменение управляющего воздействия x на Δx_1 производим по закону

$$\Delta x_1 = |\Delta x| \operatorname{sign} [r_0 \cdot \Delta x_0] + \frac{\delta_0^*}{\gamma_0^*} n\tau, \tag{16}$$

где Δx — постоянная составляющая рабочего смещения входного параметра;

$\frac{\delta_0^*}{\gamma_0^*} n\tau$ — переменная составляющая рабочего смещения, связанная с корректировкой его по скоростям дрейфа статической характеристики. Наличие этой составляющей позволяет как бы "догонять" дрейфующую статическую характеристику. При этом имеем:

$$x_1 = x_0 + \Delta x_1. \tag{17}$$

Таким образом, за промежуток времени $n\tau$, если не считать времени, необходимого для производства необходимых вычислений, можно определить Q_1^*.

Далее изменятся уравнения переходного процесса и начальные условия. Произведем параллельный перенос осей координат (отсчет времени начнем с момента времени изменения управляющего воздействия):

$$t' = t - n\tau; \ \Delta_1 = Q - (Q_0 + \Delta_{0n}).$$

Уравнение переходного процесса примет вид:

$$(T_1 p + 1)(T_2 p + 1)\Delta_1 = 2\gamma_1 x_1 t' - \delta_1 t'^2, \tag{18}$$

с начальными условиями:

$$\Delta_1(t' = 0) = 0; \quad \Delta_1(t' = 0) = \Delta_1'(0), \tag{19}$$

где

$$\Delta_1'(0) = \Delta_0(n\tau);$$

$$\Delta_0(n\tau) = a_0 A'(n\tau) + \Delta_0' B(n\tau) + \delta_0 C'(n\tau) + \gamma_0 x_0 D'(n\tau); \tag{20}$$

a_1 — возмущение, возникающее при $V_1' = 0$.

Следовательно, начиная с $t' = 0$, переходный процесс в системе будет описываться выражением:

$$\Delta_1(t') = a_1 A(t') + \Delta_0' B(t') + \delta_1 C(t') + \gamma_1 x_1 D(t'), \tag{21}$$

а приращения $\Delta_{1m} (m = 0.1, 2, \ldots, n)$ запишутся в виде:

$$|\Delta_{1m} = a_1 A_m + \Delta_1' B_m + \delta_1 C_m + \gamma_1 x_1 D_m|. \tag{22}$$

Используя метод наименьших квадратов, определим наиболее вероятные оценки параметров a_1, Δ_1', δ_1, γ_1:

$$a_1^* = \frac{|D_{a_1}|}{|D|}; \quad \Delta_1'^* = \frac{|D_{\Delta_1}|}{|D|}; \quad \delta_1^* = \frac{|D_{\delta_1}|}{|D|}; \quad \gamma_1^* = \frac{|D_{\gamma_1}|}{|D|}. \tag{23}$$

Далее можем определить значение статической экстремальной характеристики, соответствующее входному управляющему воздействию x_1,

$$Q_2^* = a_1^* + [Q_0 + \Delta_0(n\tau)] + 2\gamma_1^* x_1 n\tau - \delta_1^* (n\tau)^2. \tag{24}$$

Следующее изменение входного управляющего воздействия совершается после определения

$$r_1 = Q_2^* - Q_1^* \tag{25}$$

по закону

$$\Delta x_2 = |\Delta x| \operatorname{sign} [r_1 \cdot \Delta x_1] + \frac{\delta_1^*}{\gamma_1} n\tau, \tag{26}$$

при этом:

$$x_2 = x_1 + \Delta x_2. \tag{27}$$

Обобщая полученные результаты, получим, что после произвольного i-го изменения входного управляющего воздействия Q_{ii}^* представится в виде:

$$Q_i^* = Q_{i-1}^* + [Q_0 + \Delta_0(n\tau) + \Delta_1(n\tau) + \ldots + \Delta_{i-1}(n\tau)] + 2\gamma_{i-1}^* x_{i-1} n\tau - \\ - \delta_{i-1}^* (n\tau)^2. \tag{28}$$

Придавая в (28) индексу i значение $i-1$, получаем выражение для Q^*_{i-1} и определяем

$$r_{i-1} = Q^*_i - Q^*_{i-1}. \qquad (29)$$

Направление следующего шага определено по закону

$$\Delta x_i = |\Delta x| \operatorname{sign}[r_{i-1} \cdot \Delta x_{i-1}] + \frac{\dot{\delta}_{i-1}}{\dot{\eta}_{i-1}} n\tau, \qquad (30)$$

при этом:

$$x_i = x_{i-1} + \Delta x_i. \qquad (31)$$

Выражения (30) и (31) определяют стратегию приспосабливающегося к горизонтальному дрейфу быстрого поиска оптимума в ШСЭУ инерционными объектами.

Реализация выведенной стратегии в системах экстремального управления кроме быстродействия, связанного с экстраполяцией значений Q^* и корректировкой рабочих шагов по скорости дрейфа, обеспечивает и устойчивость системы в процессе ее функционирования.

Завод „Поливинилацетат“. Поступило 26. VI. 1974.

Ռ. Ս. ՌԱՖԱՅԵԼՅԱՆ, Գ. Լ. ՂԱՆԹԱՐՋՅԱՆ, Ռ. Ս. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

ԻՆԵՐՑԻՈՆ ՍԻՍՏԵՄԻ ՕՊՏԻՄԻԶԱՑԻԱՆ ԱՇԽԱՏԱՆՔԱՅԻՆ ՔԱՅԼԵՐԻ ՃՇՏՈՒՄՈՎ ԸՍՏ ՍՏԱՏԻԿ ՈՉ-ԳԾԱՅԻՆ ԲՆՈՒԹԱԳՐԻ ՀՈՐԻԶՈՆԱԿԱՆ ԴՐԵՅՖԻ ԱՐԱԳՈՒԹՅԱՆ

Ամփոփում

Հետազոտված է էքստրեմալ կարգավորման քայլային սիստեմ, որի մեջ իրականացված է վերջնական ժամանակամիջոցի գուշակման ալգորիթմը։ Օբյեկտը գտնվում է ցածր հաճախության դրդումների ազդեցության տակ, որոնք ստատիկ էքստրեմալ բնութագիրը հանգեցնում են հորիզոնական դրեյֆի։ Որոնման գործողությունն արագացնելու և սիստեմի կայունությունը ավելացնելու նպատակով կատարվում է աշխատանքային քայլերի ճշտում՝ հաշվի առնելով ստատիկ էքստրեմալ բնութագրի հորիզոնական դրեյֆի արագությունը։ Ալգորիթմը թույլ է տալիս արմատապես նվազեցնել կեղծ քայլերի հավանականությունը և դրանով իսկ կանխել սիստեմի դուրս գալը կայուն վիճակից։

ЛИТЕРАТУРА

1. *Арефьева Б. А.* Оптимизация инерционных процессов. Изд. «Машиностроение», 1969.
2. *Казакевич В. В., Рафаелян Р. С., Амиян Л. Р.* «Известия АН АрмССР (серия Т. Н.)», т. XX, № 4, 1967.
3. *Казакевич В. В.* О процессе экспериментального регулирования инерционных объектов при наличии возмущения. «Труды I международного конгресса ИФАК», том II, Изд. АН СССР, 1961.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Տեխնիկական գիտութ. սերիա XXVII, № 3, 1974 Серия технических наук

ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ ТЕХНИКА

А. Н. МАДОЕВ, Г. С. КАРАПЕТЯН, А. О. МИНАСЯН

ОБНАРУЖЕНИЕ ПОЛЕЗНОГО СИГНАЛА-ОТКЛИКА НЕЛИНЕЙНОЙ СИСТЕМОЙ НА ФОНЕ ПОМЕХ*

§ 2. К синтезу и реализации аппаратных устройств при выделении полезного сигнала.

Анализ параметрических и непараметрических моделей создает предпосылку для реализации оптимального приемника, максимально реагирующего на заданную функцию.

На рис. 6 приведена схема приемника, обеспечивающего максимальную вероятность правильного обнаружения сигнала на фоне помех, состоящего из определенного (оптимального) числа квазиоптимальных фильтров, на выходе которых напряжения детектируются нелинейным детектором, пропускаются через нелинейные преобразователи и поступают на вход ЭВМ и в цепь ОС (устройство «адаптации»). Приемник состоит из набора фильтров, частотные характеристики которых пересекаются и охватывают заданный интервал.

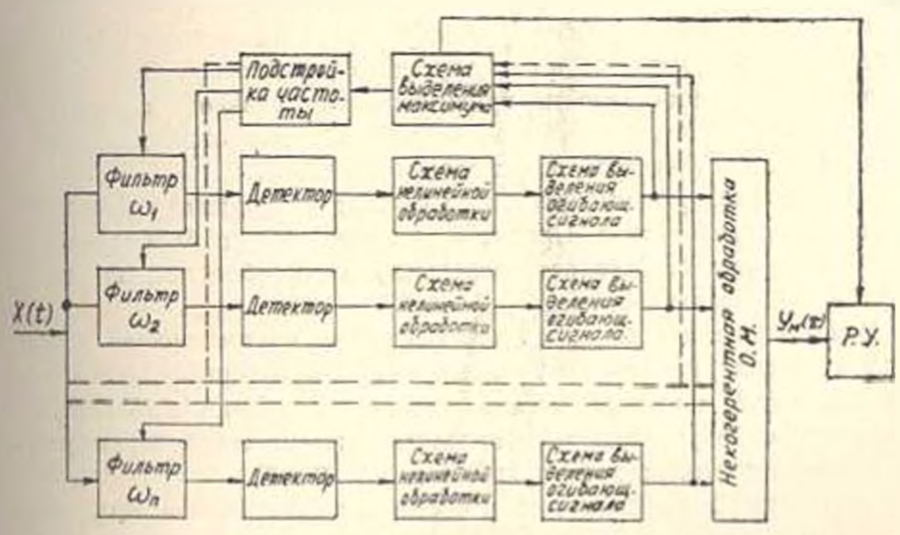

Рис. 6. Блок-схема приемника обнаружения

* Окончание. Начало см. № 2, 1974.

Поскольку начальная фаза колебаний предполагается случайной, то сигналы на выходе фильтров детектируются. Обработка заключается в определении нетипичных «скачков», когерентных со «стартом», в отборе амплитуд огибающих по наибольшему значению и в построении $I(\omega)$. Решение о наличии сигнала выносится всякий раз, когда хотя бы одна из интенсивностей огибающих превысит определенный порог, величина которого может быть выбрана, например, по заданной вероятности того, что помеха в произвольный момент превысит (не превысит) данный уровень. Здесь могут быть применены критерии Зигерта или Неймана-Пирсона. При расстановке фильтров на большом расстоянии друг от друга по оси частот (большая расстройка) возможны большие потери сигнала из-за расстройки его частоты (неизвестной) относительно резонансных частот фильтров. Слишком же близкое расположение требует большое число фильтров и при параллельном анализе приводит к сильной корреляции сигналов в соседних фильтрах. При заданной полосе частот сигнала F (3 : 30 *гц*) количество фильтров выбрано равным $2FT$ (независимо от формы) из условия минимальности отношения огибающей на выходе фильтра при максимальной расстройке $\Delta\omega_p = \omega - \omega_0$ по отношению к огибающей на выходе при $\Delta\omega = 0$ (ω_0—частота настройки фильтра)*.

Обычно задача синтеза оптимальных систем оценивания полезного сигнала на фоне помех требует априорных сведений о характере полезного сигнала и помехи. В условиях поставленной задачи имеем неполную априорную информацию, поэтому применена адаптивная фильтрация. Применение ОС рис. 6 и рис. 7 (указано стрелками) и введение их в схему тракта выделения огибающей, совместно со схемой выбора максимума $I(t)$, дает возможность максимально приблизить (по свойствам) электронный анализатор с сосредоточенными постоянными к свойствам базилярной мембраны слухового анализатора. Это приводит к повышению селективности приемника, а главное—к адаптации, т. е. получаются почти равные значения $I(t)$ для частот, лежащих в середине полосы фильтров, и для граничных частот.

Полоса фильтров выбирается из условия наилучшего согласования с длительностью отклика. Приемник, построенный по блок-схеме, приведенной на рис. 6, обладает разрешающей способностью, на чем мы подробно не останавливаемся.

В исследованиях по определению степени интенсивностей в мозгу от раздражения различных участков внутреннего органа, необходимо было учитывать латентный период и время достижения максимального значения $I(\omega)$, определяемое, в основном, динамической характеристикой фильтра и интегратором приемника (рис. 6 и 7).

Нетрудно убедиться в том, что для экспоненциально затухающей синусоиды (1.16) нормированный спектр равен:

---

* При полосе F и длительности T сигналы принадлежат $2FT$-мерному пространству. Как известно [1], максимальное число линейно независимых функций в таком пространстве равно $2FT$.

$$\frac{|G(\omega)|}{|G(\omega_0)|} = \frac{1}{\sqrt{1+\left(\frac{\Delta\omega}{\alpha}\right)^2}}. \tag{2.1}$$

Зная спектр сигнала (1.18) (или (2.1)), можно попытаться синтезировать оптимальный фильтр. Фактически задача сводится к следующему:

1. На оси ω задана четная неотрицательная функция $A(\omega) > 0$. Существует ли фильтр Ф, имеющий $A(\omega)$ своей АЧХ?

2. Решение предыдущей задачи приводит к нахождению фильтра с частотной характеристикой $K(\omega)$. Физически реализуемый фильтр (минимально фазовый) сводится к построению фильтра, имеющего ту же АЧХ, $|K(\omega)|$.

Можно показать, что необходимым и достаточным условием (в дополнение к необходимому условию Винера-Пели) того, чтобы заданная некоторая функция $A(\omega)$ была АЧХ некоторого фильтра (слабо устойчивого), нужно выполнение

$$\sup_N \frac{1}{N} \int_0^N A^2(\omega) d\omega < \infty.$$

Под слабо устойчивым фильтром мы понимаем активный фильтр, удовлетворяющий условию*

$$\int_{-\infty}^{\infty} |U(t+\varepsilon) - U(t-\varepsilon)|^2 dt = 0(\varepsilon), \tag{2.2}$$

где $\varepsilon < 0$; $0(\varepsilon) < \text{const} \cdot \varepsilon$; $U(t)$ — реакция фильтра на единичный вход. Интеграл сходится в среднеквадратичном (класс L^2) [2]. На рис. 7 приведена схема активного фильтра одного из каналов приемника, почти оптимального отклику от мгновенного раздражения, с минимальной задержкой. АЧХ такого фильтра (нормированная) полностью совпадает с (2.1), где

$$|(\Delta f)_{\text{опт}}|_{0,7} = \frac{0,3 \div 0,4}{\tau_0},$$

τ_0 — длительность сигнала-отклика.

Малое время установления напряжения на выходе фильтра является его отличительной особенностью и необходимым условием для выделения одиночного сигнала.

---

* Подынтегральное выражение—это энергия, величина которой (для прямоугольного импульса) конечна, но порядок ее величины больше, чем у класса пассивных (или слабо активных) фильтров. Под активным фильтром подразумевается устройство, удовлетворяющее условию (2.2) (резко выраженная добротность), в отличие от принятого в теоретической радиотехнике понятия активного фильтра, как некоторого корреляционного устройства, хотя это различие в условиях данной задачи весьма мало.

Выполнив условие $\alpha=2\Delta f$, получим, что АЧХ фильтра полностью совпадает с амплитудным спектром анализируемого сигнала (2.1).

Можно показать, что соблюдение оптимальной полосы фильтрации в данном случае несколько меньше известного соотношения [3]

$$|(\Delta f)_{\text{опт}}|_{0,7}=\frac{0,5\div 0,7}{T}.$$

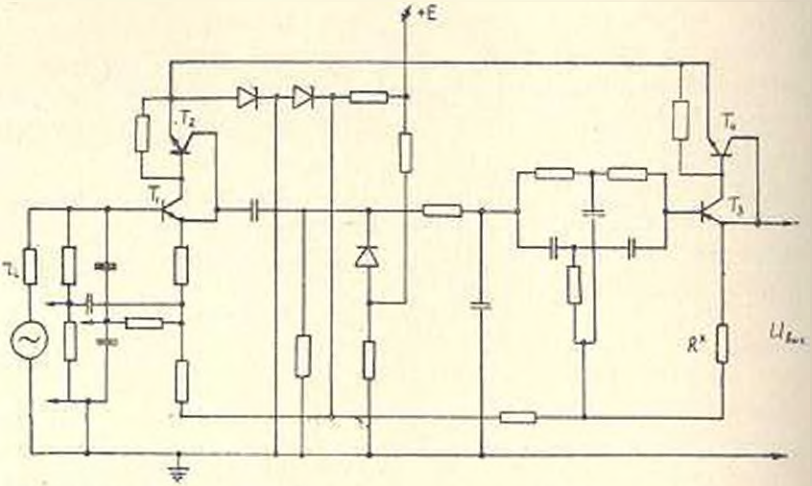

Рис. 7. Схема активного фильтра, согласованного с сигналом-откликом

Выполнение этих условий (совпадение огибающей, оптимальная полоса и подстройка частоты) приводит к тому, что для однократного биоотклика квазиоптимальный фильтр совпадает с оптимальным. Из соображений увеличения отношения сигнал/шум (непостоянства ω_0) обычно выбирается верхний предел* Δf.

Можно показать, что при $\Delta\omega_p \to 0$ и при определенном времени отсчета величина сигнала на выходе тракта фильтра будет совпадать с точностью до постоянной со значением корреляционной функции. Дальнейшая обработка на ЭВМ (например, умножение на величину, обратную времени корреляции рассматриваемого участка, и пр.) еще более увеличит отношение сигнала/помеха.

С помощью адаптивной фильтрации создается возможность вероятностного определения фокусного представительства в мозгу периферии. Однако это еще не значит, что извлекается максимальное количество информации из сигнала этого представительства. Для этого служат уже другие приемы обработки, однако выделение представительства несомненно облегчит решение поставленной задачи.

---

* Однако в условиях данной задачи $\Delta f\cdot T < 0,5$, где Δf — расстройка, а T — длительность сигнала; расширение полосы приводит к уменьшению отношения сигнал/шум на выходе.

Для исключения недостоверности, когда за сигнал-отклик могут быть приняты спонтанно возникающие периодические ЭЭГ с частотами, находящимися в диапазонах, охватываемых фильтрами, служит сигнал «старт», по которому определяется участок области раздражения*. Для выявления достоверности откликов, при обработке на ЭВМ, служит метод «скользящей» корреляции, дающий хорошее совпадение $c_{xx}(k)$ для различных участков ЭЭГ в моменты раздражения. Для определения достоверности анализа по стягиванию частот и превышению интенсивностей, желательно учитывать нелинейность обработки. Для определения достоверности превышения, естественно использование авторегрессионной модели (относительно функции времени). Анализ «временного» среднего даст возможность получить «дисперсию» среднего стационарного процесса (или его компонент $I(t)$) и, тем самым, оценить приращение $I(\omega)$ не только на фиксированном интервале, но и в интересующих точках этого интервала**. Поскольку характеристика приемника нелинейная, то необходимо исследовать как влияет эта нелинейность на «временную» среднюю (математическое ожидание) стационарного нормального процесса (не момента раздражения, на выходе фильтра низкой частоты).

С выхода детектора приемника (рис. 7) имеем:

$$Y=\frac{k}{2}\,[X(t)-l]\,[1+\operatorname{sgn}[X(t)-l]], \tag{2.3}$$

где $X(t)=X_{\text{п}}(t)\cdot W(x)$ — выходной сигнал собственно фильтра; $W(x)$ — окно фильтра.

Построив оценку плотности вероятности не для момента раздражения, нетрудно показать, что непрерывные сигналы мозга (под наркозом) распределены по нормальному закону. Известно, что нормальная плотность распределения связана с характеристической функцией обратным преобразованием Фурье:

$$\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}}=\frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty}e^{-j\omega x}e^{-\frac{\sigma^2\omega^2}{2}}d\omega=\frac{1}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty}e^{j\omega x}e^{-\frac{\sigma^2\omega^2}{2}}d\omega. \tag{2.4}$$

Здесь знак у мнимой единицы поменяли на обратный, поскольку это не имеет значения — плотность вещественна. Проинтегрируем (2.4) от 0 до x:

$$\frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}}\int\limits_{0}^{x}e^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}}dx=\frac{1}{2\pi}\int\limits_{0}^{x}e^{-\frac{z^2}{2}}dz=\frac{1}{2}\Phi\left(\frac{x}{\sigma}\right), \tag{2.5}$$

где $z=\dfrac{x}{\sigma}$.

---

* Отметим, что вероятность совпадения случайного скачка спектральной функции с полезным равна нулю.

** В противном случае анализ превышения проводится по некоторому «среднему» уровню интервала, что сильно снижает достоверность обнаружения.

Беря интеграл от (2.4) в пределах от 0 до x (правая часть), получим:

$$\frac{1}{2}\Phi\left(\frac{x}{\sigma}\right)=\frac{1}{2\pi j}\int\limits_{-\infty}^{\infty}e^{j\omega x}e^{-\frac{\sigma^2\omega^2}{2}}\frac{d\omega}{\omega}-\frac{1}{2\pi j}\int\limits_{-\infty}^{\infty}e^{-\frac{\sigma^2\omega^2}{2}}\frac{d\omega}{\omega}. \qquad (2.6)$$

В правой части (2.6) второй интеграл равен нулю вследствие нечетности подынтегрального выражения. Устремив в (2.6) $\sigma\to 0$ и учитывая, что функция $\frac{1}{2}\Phi\left(\frac{x}{\sigma}\right)$ при этом обращается в ступенчатую, изменяющую свое значение с $-\frac{1}{2}$ на $+\frac{1}{2}$ при $x=0$, получим:

$$\lim_{\sigma\to 0}\Phi\left(\frac{x}{\sigma}\right)=\frac{1}{\pi j}\int\limits_{-\infty}^{\infty}e^{j\omega x}\frac{d\omega}{\omega};$$

$$\operatorname{sgn} X(t)=\begin{cases}1 & \text{при } X(t)>0\\ 0 & \text{при } X(t)=0\\ -1 & \text{при } X(t)<0\end{cases}=\frac{1}{\pi j}\int\limits_{-\infty}^{\infty}e^{j\omega X(t)}\frac{d\omega}{\omega}. \qquad (2.7)$$

Подставляя (2.7) в (2.3), имеем

$$Y=\frac{k}{2}[X(t)-l]-\frac{k}{2\pi j}\int\limits_{-\infty}^{\infty}e^{j\omega[X(t)-l]}[X(t)-l]\frac{d\omega}{\omega}. \qquad (2.8)$$

Математические ожидания:

$$M[e^{j\omega X(t)}]=E(\omega)=e^{-\frac{\sigma_x^2\omega^2}{2}}; \qquad (2.9)$$

$$M[e^{j\omega X(t)}X(t)]=j\sigma_x^2\omega e^{-\frac{\sigma_x^2\omega^2}{2}}. \qquad (2.10)$$

Найдем $M[Y]$, учитывая, что операцию нахождения математического ожидания и интегрирование можно менять местами, т. е.

$$\frac{1}{k}M[Y]=\frac{1}{2}M[X(t)]-\frac{1}{2}l+\frac{1}{2\pi j}\int\limits_{-\infty}^{\infty}e^{-j\omega l}M[e^{j\omega X(t)}X(t)]\frac{d\omega}{\omega}-$$

$$-\frac{l}{2\pi j}\int\limits_{-\infty}^{\infty}e^{-j\omega l}M[e^{j\omega X(t)}]\frac{d\omega}{\omega}.$$

Выберем $M[X(t)]=\overline{X}=0$. С учетом (2.9) и (2.10) получим:

$$M[Y]=-\frac{k}{2}l-\frac{l}{2\pi j}\int\limits_{-\infty}^{\infty}e^{-\frac{\sigma_x^2\omega^2}{2}-j\omega l}\frac{d\omega}{\omega}+\frac{\sigma_x^2}{2\pi}\int\limits_{-\infty}^{\infty}e^{-\frac{\sigma_x^2\omega^2}{2}-j\omega l}d\omega.$$

Вычислим второй интеграл в правой части. Дополнив степень до полного квадрата и учитывая, что

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-kx^2} = \sqrt{\frac{\pi}{k}},$$

получим, что он равен

$$\frac{\sqrt{2\pi}}{\sigma_x} e^{-\frac{l^2}{2\sigma_x^2}}.$$

Первый интеграл в правой части нами был уже вычислен. Он равен: $\pi j \Phi\left(\frac{x}{\sigma}\right)$.

Окончательно имеем:

$$M[Y] = -\frac{kl}{2}\left[1-\Phi\left(\frac{l}{\sigma_x}\right)\right] + \frac{k\sigma_x}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{l^2}{2\sigma_x^2}}, \qquad (2.11)$$

где k — коэффициент передачи. Эти выкладки делались с учетом стационарности процесса*. Следовательно, на выходе будем иметь постоянную составляющую: $M[Y] = \overline{Y} = U_0$.

Таким образом, доказано, что среднее значение напряжения с выхода нелинейного элемента — постоянная величина, отличающаяся от математического ожидания входного процесса. Это дало возможность принять «временную» среднюю за базис отсчета порогового уровня $U_{пор}$ и при заданной вероятности превышения (не превышения) судить об интенсивности отклика на раздражение.

На рис. 8 приведена интенсивность $I(t)$ момента раздражения «периферии» ($t_{рз} = 12{,}58$ *сек*). Вверху метка — «старт». На рисунке видно резкое нарастание интенсивности по отношению «дисперсии» среднего квазистационарного процесса, величина которой при данной области анализа составляет 5—6 единиц. Внизу видна оцифровка, над ней — неанализированный сигнал (сравни с рис. 2). Резкое, нетипичное нарастание интенсивности, когерентное со стартом, полученное при раздражении тела желудка, выделено по одному из 32 каналов, считываемых с поверхности черепа.

Нами было проведено исследование больных с различными хирургическими заболеваниями внутренних органов. Вышеизложенная методика дала возможность статически достоверно определить области представительства — проекций нервных центров этих органов на поверхность черепа. Разработанная методика при достаточной мощности синхросигнала на фоне нормальных помех, вероятно, даст возможность определения представительств любых областей периферии. Наличие

---

* В настоящее время считается установленным факт наличия квазистационарных участков в ЭЭГ (до 5 *сек*, см., например, В. Д. Романов, автореферат диссертации, г. Новосибирск, 1968).

нескольких представительств, большей частью расположенных симметрично в левой и правой областях проекций головного мозга человека, хорошо согласуется с описанием работы мозга, как конечного автомата, где различные структуры могут принимать участие в управлении без существования непосредственной связи между ними и, тем самым,

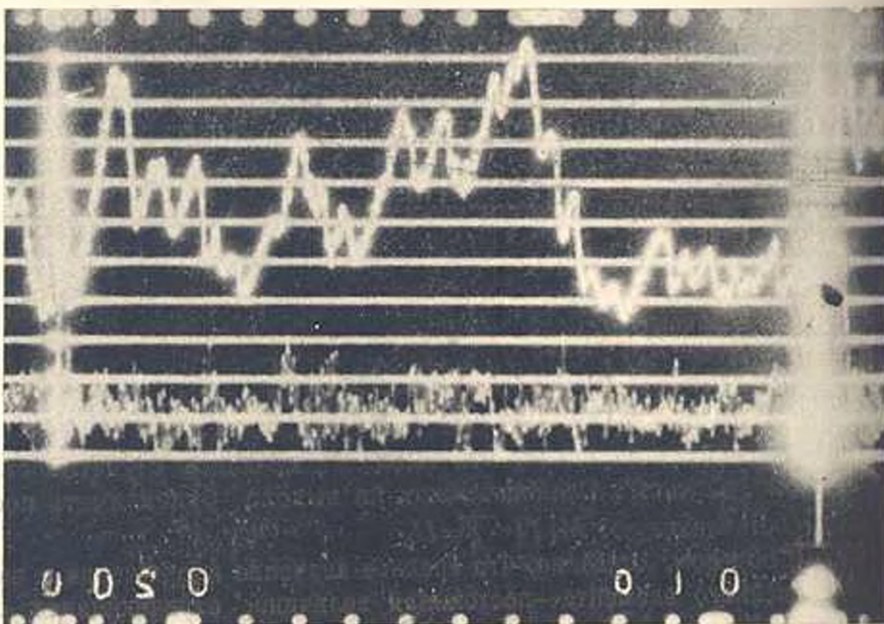

Рис. 8. Скачок интенсивности в момент раздражения: $t_{раздр}=12,58$ *сек*; $t_{откл}=13,08$ *сек*. Вверху метка „старт". Внизу неанализированная кривая. Режим—„обратный ход"

обеспечивающие очень большую надежность. Результаты данной работы создают предпосылку непосредственной диагностики в клинике, вероятно, анализ кривых представительств даст возможность детерминировать сигналы-отклики здорового и измененного органа. Предварительные данные дают возможность утверждать, при однотипном раздражении периферии, о зависимости интенсивности отклика от последовательности и места раздражения.

Поступило 12.XI.1973

Ա. Ն. ՄԱԴՈԵՎ, Դ. Ս. ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ, Հ. Հ. ՄԻՆԱՍՅԱՆ

ՕԳՏԱԿԱՐ ԱԶԴԱՆՇԱՆ-ԱՐՁԱԳԱՆՔԻ ԲԱՑԱՀԱՅՏՈՒՄԸ ԽԱՆԳԱՐՈՒՄՆԵՐԻ ՖՈՆԻ ՎՐԱ՝ ՈՉ-ԳԾԱՅԻՆ ՍԻՍՏԵՄԻ ՄԻՋՈՑՈՎ*

Ամփոփում

Ցույց է տրված ադապտիվ ընդունիչ սինթեզելու և իրականացնելու հնարավորությունը, ընդունիչ, որն իր հատկություններով համապատասխա-

* *Վերջ. Սկիզբը տես՝ №. 2, 1974 թ.*

նում է լսողական ապարատի նեյրոֆիզիոլոգիական մասին։ Բերված է ընդունիչի կանալներից մեկի գործնական սխեման։ Մեթոդը կիրառելի է մարդու գլխուղեղում ներքին օրգանների ներկայացուցչությունների ազդանշանների որոշման և դիագնոստիկայի նպատակով նրանց վերլուծելու համար։

ЛИТЕРАТУРА

1. *Петрович Н. Т., Размахнин М. К.* Системы связи с шумоподобными сигналами. Изд. «Советское радио», 1969.
2. *Хургин Я. И., Яковлев В. П.* Финитные функции в физике и технике. Изд. «Наука», М., 1971.
3. *Лезин Ю. С.* Оптимальные фильтры и накопители импульсных сигналов. Изд. «Советское радио», 1969.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Տեխնիկական գիտութ. սերիա XXVII, № 3, 1974 Серия технических наук

ГИДРАВЛИКА

А. Б. БАГДАСАРЯН

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ДВИЖЕНИЕ ВОДЫ В НАПОРНЫХ ТРУБОПРОВОДАХ С ВОЗДУШНЫМИ ПОЛОСТЯМИ

При заполнении водой трубопроводов насосных станций и дюкеров известны многочисленные случаи аварий [1], причиной которых являлись воздушные полости, образующиеся в движущемся потоке воды. В настоящей статье рассматриваются некоторые задачи нестационарного движения воды с воздушными полостями в трубопроводах насосных станций.

1°. Пусть трубопровод до включения насоса заполнен водой на участке $ДEF$ (рис. 1, *а*). В момент $t=0$ начинают работать насосы, и трубопровод с некоторой скоростью v, зависящей от напора H, заполняется водой (участок AB). Объем воздуха на участке $BД$ будет сжиматься, и давление превысит атмосферное давление P_0. Объем воды $ДEF$ будет перемещаться вперед по некоторому закону и займет объем $Д'EF'$. Обозначим начальную длину участка $AД$ через s_0, длину

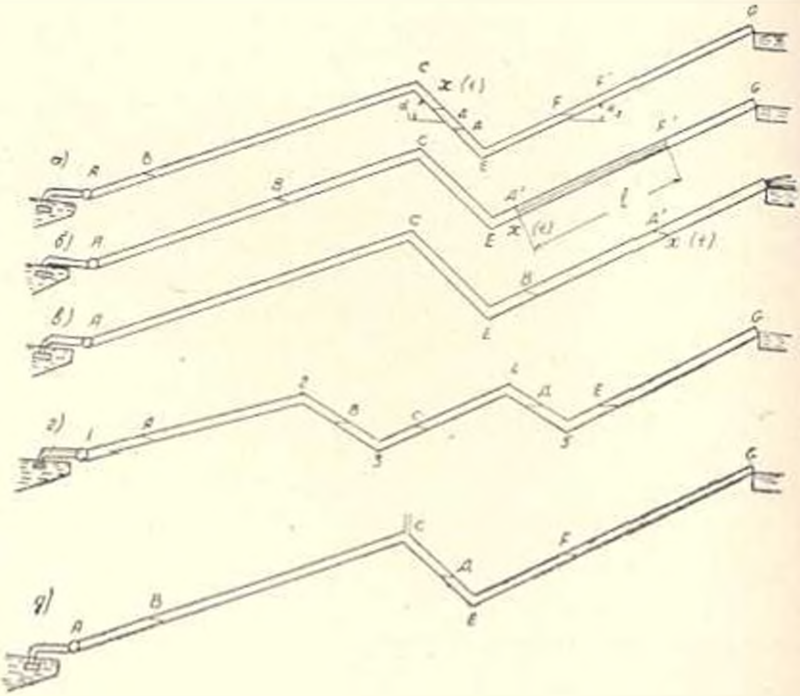

Рис. 1

участка воды $ДЕF$—через l, участок $ДЕ$—через a, общую длину трубопровода $ACEG$—через L.

Для математического описания движения предположим, что:

1. Воздушная полость заполняет всё сечение трубопровода и имеет цилиндрическую форму с основанием, нормальным к оси трубопровода.

2. Сжатие и расширение воздушной полости подчиняется изотермическому закону.

3. По длине трубопровода его сечение не изменяется.

Скорость наполнения трубопровода во времени $v(t)$ можно определить из универсальных характеристик насоса и из профиля укладки трубопровода.

Выбирая начало координат в начале трубопровода [в точке A (рис. 1)] и обозначая расстояние до поверхности $Д'$ через $x(t)$, уравнение движения свободной поверхности $x(t)$ запишется в виде

$$\ddot{x}(t) = \frac{P_0}{\rho l}\left[\frac{S_0}{x(t)-\int\limits_0^t v(t)\,dt} - 1\right] - \frac{g}{l}\int\limits_{x(t)}^{x(t)+l} \sin\alpha(\xi)\,d\xi - \frac{\lambda}{2D}\dot{x}^2(t), \qquad (1.1)$$

где ρ—плотность воды; D—диаметр трубопровода; λ—коэффициент гидравлического трения; g—ускорение силы тяжести; $\alpha(\xi)$—угол наклона трубопровода на участке $x(t) \leq \xi \leq x(t)+l$.

Начальными условиями являются: $x(0) = s_0$; $\dot{x}(0)=0$.

Для случая, приведенного на рис. 1, движение можно представить тремя этапами:

1. С начального момента $t=0$ до момента $t=t_1$, когда поверхность $x(t)$ доходит до точки E.

2. С момента $t=t_1$ до момента $t=t_2$, когда поверхность доходит до концевой точки трубопровода G.

3. С момента $t=t_2$ до полного истечения воды из трубопровода.

Ниже приводим уравнения движения для отдельных этапов и приближенные решения для первого и второго этапов.

Первый этап. Уравнение движения (1. 1.) на первом этапе, когда скорость наполнения $v=v_0$ постоянна, запишется в виде:

$$\ddot{x}(t) = \frac{P_0}{\rho l}\,\frac{s_0-x(t)}{x(t)-v_0 t} - \frac{ng}{l}\left[x(t)-s_0\right] - \frac{\lambda}{2D}\dot{x}^2(t), \qquad (1.2)$$

где $n=\sin\alpha_1+\sin\alpha_2$; α_1 и α_2—углы наклона участков трубопровода CE и EG, соответственно.

Переходя к безразмерным переменным:

$$u=\frac{x}{s_0}; \qquad \tau=\sqrt{\frac{P_0}{\rho l s_0}}\,t, \qquad (1.3)$$

после некоторых преобразований уравнение (1.2) запишется в виде

$$(\ddot{u}+n_2\dot{u}^2)(u-\mu\tau)+m_2u^2+(m_1\mu\tau-m_1+1)u=1-\mu\tau(m_1-1), \qquad (1.4)$$

где $\mu = \frac{v_0}{s_0}\sqrt{\frac{\rho l s_0}{P_0}}$; $m_1 = \frac{n \rho g s_0}{P_0}$; $n_2 = \frac{\lambda s_0}{2D}$.

Уравнение (1.4) с начальными условиями $u(0)=1$, $\dot u(0)=0$ интегрируется до момента $\tau=\tau_1$, т. е. в интервале $1 \leqslant u(\tau) \leqslant 1 + a/s_0$.

Пренебрегая гидравлическими потерями, для уравнения (1.2) можно построить асимптотические решения для малых и больших промежутков времени.

Для начальных моментов времени, предполагая $\frac{x - s_0}{s_0} \ll 1$, решение получается в виде:

$$x(t) = s_0 + \frac{P_0 s_0^2}{\rho l v_0^2}\left[1 - \left(1 - \frac{v_0}{s_0}t\right)\left|1 - \ln\left(1 - \frac{v_0}{s_0}t\right)\right|\right] - \frac{P_0}{2\rho l}t^2. \tag{1.5}$$

Для поздних моментов времени асимптотика строится с учетом того, что в этих моментах длина воздушной полости $z(t) = x(t) - v_0 t$ колеблется около своего асимптотического значения

$$z_0 = \frac{P_0 s_0}{P_0 + \rho g l \sin \alpha_2}. \tag{1.6}$$

Уравнение, описывающее изменение длины воздушной полости, запишется в виде:

$$\rho l \ddot z z + n \rho g z^2 + \left[P_0 + n \rho g (v_0 t - s_0)\right] z = P_0 s_0. \tag{1.7}$$

Переходя к безразмерным переменным:

$$U = \frac{z}{z_0}; \qquad \tau = \sqrt{\frac{P_0}{\rho l z_0}}\, t, \tag{1.8}$$

уравнение (1.7) запишется в виде:

$$z_0 U \ddot U + A z_0^2 U^2 + z_0 U (A \mu_1 \tau - A s_0 + 1) = s_0, \tag{1.9}$$

где
$$A = \frac{\rho g n}{P_0}; \quad \mu_1 = v_0 \sqrt{\frac{\rho l z_0}{P_0}}.$$

Обозначим $U = 1 + U_1$, где $U_1 \ll 1$, и подставим в уравнение (1.9). Далее, разлагая в ряд по малому параметру U_1 и оставляя только члены первой степени малости, получим уравнение в виде

$$\ddot U_1 + \omega_1^2 U_1 = A \mu_1 \tau + B, \tag{1.10}$$

где
$$B = \frac{s_0}{z_0} + A(s_0 - z_0) - 1, \qquad \omega_1^2 = \frac{s_0}{z_0} + A z_0.$$

Начальные условия берутся из асимптотического решения (1.5) для некоторого момента $t = t_*$.

Асимптотика при больших промежутках времени имеет вид

$$x(t)=v_0t+z_0\left|1+C_1\cos\Omega t+C_2\sin\Omega t+\frac{Av_0t+B}{\omega_1^2}\right|, \tag{1.11}$$

где
$$\Omega=\omega_1\sqrt{\frac{P_0}{\rho l z_0}};$$

C_1 и C_2—постоянные интегрирования.

Выражение (1.11) это закон движения воды в интервале $t'\leqslant t<t_1$, где t_1 соответствует моменту, когда $x(t)$ доходит до точки E (рис. 1,a).

Второй этап. На втором этапе столб воды движется на прямолинейном участке EG (рис. 1,$б$), а поверхность—в интервале s_0+ $+a\leqslant x(t)\leqslant L-l$.

Тогда уравнение движения (1.1) запишется в виде:

$$\ddot{x}(t)=\frac{P_0}{\rho l}\left|\frac{s_0}{x(t)-v_0t}-1\right|-g\sin\alpha_2. \tag{1.12}$$

Уравнение (1.12) в безразмерных координатах (1.3) примет вид

$$(\ddot{U}+\beta\dot{u}^2+m_2)(u-\beta\tau)=1,\quad \text{где}\quad m_2=1+\frac{\rho lg}{P_0}\sin\alpha_2. \tag{1.13}$$

Начальными условиями являются:

$$u|_{\tau=\tau_2}=u_1(\tau_2);\qquad \dot{u}|_{\tau=\tau_2}=\dot{u}_1(\tau_2), \tag{1.14}$$

где $u_1(\tau_2)$, $\dot{u}_1(\tau_2)$ — безразмерные значения перемещения столба воды и его скорости в первом этапе для момента $\tau=\tau_2$.

Решение уравнения (1.13), если пренебречь гидравлическими потерями ($\beta=0$), с помощью подстановки $u=y+\mu\tau$ запишется в виде квадратуры

$$\tau=\pm\int_{y_1}^{y_2}\frac{dy}{\sqrt{\ln\frac{y^2}{y_1}-m_1(2y+y_1)-y_1^2}}, \tag{1.15}$$

где
$$y_1=u_1(\tau_2)-\mu\tau_2;\qquad y_2=\dot{u}_1(\tau_2)-\mu.$$

Использовать решение в виде (1.15) не совсем удобно, поэтому построим приближенное решение уравнения (1.13). Для этого обозначим: $x=z+v_0t$, далее $z=z_0+z_1$ (где $z\ll z_0$), затем $z_1=z_0U$, и подставим в (1.13).

Разлагая в ряд по малому параметру $U\ll 1$ и оставляя только члены первой степени малости, уравнение (1.13) приводится к виду:

$$\ddot{U}+\omega_2^2U=A, \tag{1.16}$$

где $$\omega_2^2 = \frac{s_0 P_0}{z_0^2 \rho g}; \qquad A = \frac{P_0}{\rho l}\left(\frac{s_0}{z_0} - 1\right) - g\sin\alpha_2.$$

Приближенное решение (1.13) получается в виде

$$x(t) = v_0 t + z_0\left(1 + c_1\cos\omega_2 t + c_2\sin\omega_2 t + \frac{A}{\omega_2^2}\right), \tag{1.17}$$

где c_1 и c_2 — постоянные интегрирования, определяемые из начальных условий (1.14).

Выражение (1.17) дает решение до момента времени $t = t_3$, когда поверхность $x(t)$ доходит до точки $L - l$ (рис.1.в), после чего начинается истечение из трубопровода.

Третий этап. Уравнение третьего этапа учитывает истечение из трубопровода и имеет вид:

$$\ddot{x}(t) = \frac{P_0}{\rho}\frac{s_0 - x(t) + v_0 t}{[L - x(t)]\,[x(t) - v_0 t]} - \frac{\lambda}{2D}\dot{x}^2(t) - g\sin\alpha_2. \tag{1.18}$$

Начальные условия берутся из решения второго этапа.

После полного истечения столба воды и сжатого воздуха, начинается процесс распространения волн понижения давления и происходит соударение столба воды, хлынувшей из верхнего бассейна, со столбом воды, имеющейся в трубопроводе.

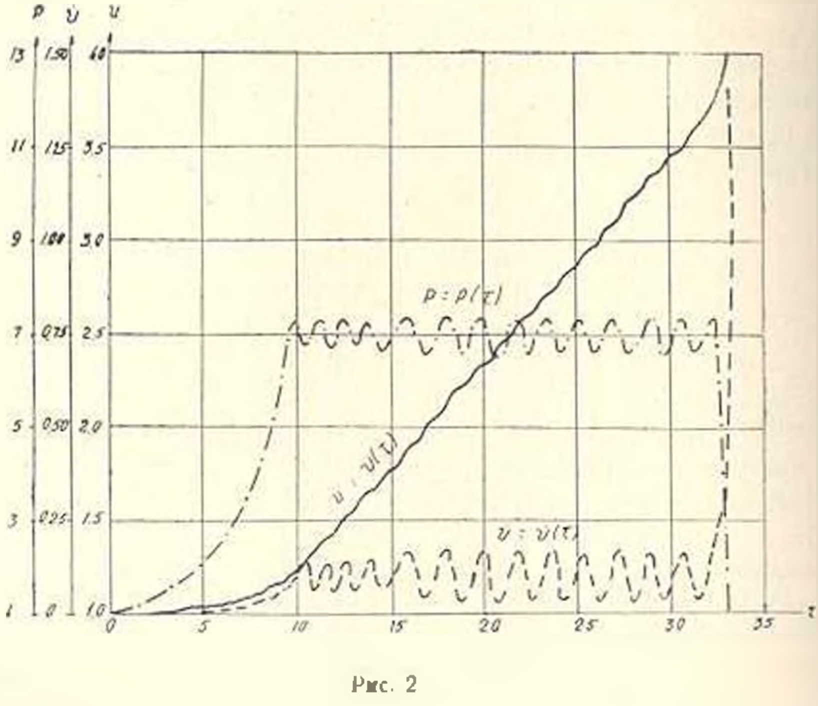

Рис. 2

По описанному выше методу на ЭВМ решена задача нестационарного движения воды* в трубопроводе с воздушными полостями при следующих исходных данных:

$a=200$ *м*; $в=100$ *м*; $\sin\alpha_1=0{,}1$; $\sin\alpha_2=0{,}2$; $s_0=1000$ *м*; $L=4000$ *м*; $v_0=2$ *м/сек*; $D=2$ *м*.

Результаты вычислений приведены на рис. 2, и как видно, вначале столб воды движется медленно с малой амплитудой колебаний, с течением времени скорость движения столба асимптотически стремится к значению $v_0=2$ *м/сек*, колеблясь около этого значения. С началом истечения столба воды скорость увеличивается и происходит выброс воды.

2°. Пусть трубопровод до включения насосов наполнен водой на участках BC и $ДЕ$ (рис.1,*г*).

Введем следующие обозначения. Начальную длину столба воды $B3$ обозначим через a_1, $3C$ — через a_2, $Д5$ — через a_3, $5E$ — через a_4, общую длину BC — через a_{12}, $ДЕ$ — через a_{34}. Длину трубопровода на участке $1-2$ обозначим через l_1, на участке $2-3$ — l_2, на участке $3-4$ — l_3, на участке $4-5$ — l_4, на участке $5-6$ — l_5. Сумму длин участков трубопровода обозначим через l_{mn}, например, $l_{24}=l_2+l_3$.

Уравнение состояния в воздушных полостях AB и $СД$, с учетом принятого предположения об изотермическом законе сжатия и расширения, получим в виде:

$$P_1(t)=P_0\frac{l_{13}-a_1}{x_1(t)-\int\limits_0^t v(t)\,dt};\qquad P_2(t)=P_0\,\frac{l_{35}-a_2-a_3}{x_2(t)-x_1(t)-a_{12}},\tag{2.1}$$

где $x_1(t)$ и $x_2(t)$ — соответственно расстояния от начала координат (точка *1*, рис.1,*г*) до движущихся поверхностей B и $Д$: $P_1(t)$ — давление в воздушной полости AB, а $P_2(t)$ — давление в $СД$.

Уравнение движения до начала истечения столба $x_1(t)$ из трубопровода запишется в виде:

$$\ddot{x}_1=\frac{P_1(t)-P_2(t)}{a_{12}\rho}-\frac{g}{a_{12}}\int\limits_{x_1}^{x_1+a_{12}}\sin\alpha_1(\xi)\,d\xi-\frac{\lambda}{2D}\dot{x}_1^2;\tag{2.2}$$

$$\ddot{x}_2=\frac{P_2(t)-P_0}{a_{34}\rho}-\frac{g}{a_{34}}\int\limits_{x_2}^{x_2+a_{34}}\sin\alpha_2(\xi)\,d\xi-\frac{\lambda}{2D}\dot{x}_2^2.$$

Уравнение (2.2) легко записывать и для соответствующих этапов, так как отдельные участки прямолинейны и вычисление интегралов в правых частях (2.2) не затруднительно. Начальными условиями являются:

$$x_1(0)=l_{13}-a_1;\ x_2(0)=l_{15}-a_3;\ \dot{x}_1(0)=\dot{x}_2(0)=0.\tag{2.3}$$

* Вычисления произведены Р. М. Рафаэляном, К. С. Сероняном и В. В. Куркчяном.

При поэтапном описании начальные условия берутся из решения предыдущего этапа.

На этапе, когда начинается истечение столба $ДЕ$, в системе (2.2) второе уравнение следует заменить другим, учитывающим изменение массы жидкости, аналогично уравнению (1.18).

При решении поставленной задачи о полном истечении столбов воды получаются начальные условия для решения задачи о распространении волн понижения давления и определения величины повышения давления при гидравлическом ударе.

3°. Рассмотрим случай, когда в наивысшей точке укладки трубопровода установлен вантуз для выпуска воздуха при наполнении трубопровода (рис. 1,*д*).

В конструкциях обычных автоматических вантузов имеется противоречие между производительностью и габаритностью. Поэтому определение минимального диаметра требуемого выпускного отверстия вантуза, который может полностью выпускать воздух при нестационарной работе, является одним из важных вопросов при проектировании трубопроводов в пересеченных местностях. Для работающих трубопроводов необходимо определить максимальную скорость наполнения трубопровода при заданном диаметре выпускного отверстия вантуза.

К предположениям, сделанным в п. 1, здесь добавляется то, что сжатие воздуха в воздушной полости подчиняется изотермическому закону, а выходящий воздух расширяется по адиабатическому закону. Обозначим давление, плотность, температуру и массу воздуха в момент $t=0$ соответственно через P_0, ρ_0, T_0, m_0, а в некоторый момент времени после включения насоса — через $P(t)$, $\rho(t)$, $T(t)$, $m(t)$.

Плотность воздуха в воздушной полости $ВД$ (рис. 1,*д*) в любой момент времени можно определить, как

$$\rho(t)=\frac{m_0-m_1(t)}{V(t)}. \tag{3.1}$$

Здесь $V(t)$ — объем воздушной полости; $m_1(t)$ — масса выходящего воздуха за t, определяемая формулой

$$m_1(t)=\frac{\pi d^2}{4}\int\limits_0^t w(t)\rho_*(t)dt; \tag{3.2}$$

$$\rho_*(t)=\rho(t)\left[\frac{P(t)}{P_0}\right]^{\frac{1}{\varkappa}},$$

где d — диаметр выпускного отверстия вантуза; $\rho_*(t)$ — плотность выходящего газа; $\varkappa=1{,}4$ — показатель адиабаты для воздуха; $w(t)$ — скорость выходящего воздуха, определяемая формулой [2]:

$$w(t)=\begin{cases}\sqrt{\dfrac{2\varkappa}{\varkappa-1}\cdot\dfrac{P(t)}{\rho(t)}\left[1-\left(\dfrac{P_0}{P(t)}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}\right]} & \text{если } P<1{,}9\ am;\\[2ex] \sqrt{\dfrac{2\varkappa}{\varkappa+1}R\rho T_0} & \text{если } P\geqslant 1{,}9\ am,\end{cases} \qquad (3.3)$$

где $R=29{,}27$ *м/град* — газовая постоянная.

Из формулы (3.3) видно, что если внешнее атмосферное давление становится критическим ($P/P_0=0{,}528$) по отношению к внутреннему давлению, т. е. когда внутреннее давление становится больше 1,9 *ат*, то скорость истечения не зависит от повышения давления в воздушной полости и в дальнейшем постоянна. Дифференциальное уравнение, описывающее нестационарный процесс наполнения трубопровода, выпуск воздуха и движение поверхности *Д* (рис. 1,*д*), сводится к следующему:

$$\ddot{x}=\frac{P(t)-P_a}{\rho_1 l}-\frac{g}{l}\int_x^{x+l}\sin\alpha(\xi)d\xi-\frac{\lambda}{2D}\dot{x}^2;\quad P(t)=\frac{P_0}{\rho_0}\,\frac{m_0-m_1(t)}{x-v_0 t}. \qquad (3.4)$$

Здесь приняты прежние обозначения, только плотность воды обозначена через ρ_1, а l — длина колонны воды *ДЕ*.

Уравнение (3.4) решается с учетом (3.2) и (3.3). Решение заключается в определении минимального значения выпускного отверстия d, оно находится методом последовательных приближений. Определяется минимальное значение диаметра выпускного отверстия вантуза, при котором удается полностью выпускать воздух.

ЕрПИ им. К. Маркса Поступило 3.XII.1973.

Ա. Բ. ԲԱՂԴԱՍԱՐՅԱՆ

ՕԴԱՅԻՆ ՊԱՐԿԵՐՈՎ ՋՐԻ ՈՉ-ՍՏԱՑԻՈՆԱՐ ՇԱՐԺՈՒՄԸ ԽՈՂՈՎԱԿԱՇԱՐՈՒՄ

Ամփոփում

Պոմպակայանների և դյուկերների խողովակաշարերը ջրով լցնելիս հայտնի են բազմաթիվ վթարային դեպքեր, որոնք պայմանավորված են շարժվող ջրի մեջ օդային պարկերի առաջացմամբ։

Խողովակաշարերի ծայրից ջրի այսն նետումից առաջացած հիդրավլիկական հարվածից ճնշման բարձրացման չափի որոշման համար անհրաժեշտ է լուծել օդային պարկերով ջրի շարժման խնդիրը։

Վանտուզների օդ բաց թողման անցքի ամենափոքր չափի որոշման համար նույնպես անհրաժեշտ է լուծել այդ խնդիրը՝ ոչ-ստացիոնար ռեժիմի դեպքում։ Այդ հարցը հանդիսանում է կարևորագույն հարցերից մեկը, լեռնային տեղանքում խողովակաշարեր նախագծելիս։

Հոդվածում բերված են խողովակաշարերի տարբեր տեղադրումների դեպքում այդ երևույթները նկարագրող հավասարումները։ Ստացված են մի շարք մոտավոր և ասիմպտոտիկ լուծումներ։ Բերված է նաև թվային հաշվարկի օրինակ վանտուզի բացակայության դեպքում։

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бунятян Л. Б.* К вопросу о причинах аварий дюкеров. Труды АрмНИИГиМ, № 1, Ереван, 1952.
2. *Христианович С. А., Гальперн В. Г., Миллионщиков М. Д., Смирнов Л. А.* Прикладная газовая динамика. М., 1948.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Տեխնիկական գիտութ. սերիա XXVII, № 3, 1974 Серия технических наук

ГИДРАВЛИКА

А. М. ГАСПАРЯН, Я. А. АЛМАСЯН, Р. Е. АКОПЯН

РАСЧЕТ ТРУБОПРОВОДОВ ДЛЯ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ АЭРОСМЕСЕЙ

В работах [1, 2, 3] нами были выявлены некоторые закономерности движения аэросмесей и раскрыт характер зависимости потерь давления на трение по длине трубопровода при горизонтальном перемещении. В настоящей статье рассматриваются транспортные трубопроводы, включающие также вертикальные и наклонные участки, с разработкой методики их расчета.

1. О негоризонтальных участках трубопроводов. В любой трассе транспорта наличие негоризонтальных участков неизбежно. Рассмотрим вертикальный участок. Исследования показали, что потери на трение на вертикальном участке несколько меньше потерь на горизонтальном. Поэтому применение расчетных уравнений [1, 2] для негоризонтальных участков, которые обычно составляют небольшую часть трассы, вполне приемлемо. Это дает возможность высоты вертикальных участков сложить к длине горизонтальных и при расчете всю трассу рассмотреть как горизонтальную. Но это касается только сопротивления трения. Кроме трения, на вертикальных участках возникает действие веса транспортируемого материала, для учета которого в уравнение (8) [3] нужно внести новый член, что крайне осложняет решение задачи. Было найдено целесообразным к учету действия веса на вертикальных участках подойти несколько упрощенно, следующим образом.

Если вертикальный участок имеет высоту H, а средний удельный вес аэросмеси на этом участке γ', то, очевидно, перепад давлении (без учета потерь на трение) составит $\Delta P' = H\gamma'$. Из этого следует, что $\Delta P'$ зависит от местонахождения вертикального участка на трассе. Если участок находится в начале трассы, то $\Delta P'$ может оказаться в несколько раз больше того перепада давления, который имел бы место при нахождении этого же участка в конце трассы, где удельный вес аэросмеси меньше. Эта зависимость $\Delta P'$ от местонахождения вводит дополнительные затруднения в расчете трассы. Если же вертикальные участки учитывать не по перепаду давления, а по затрате энергии, то задача упрощается.

Затрата энергии на подъем аэросмеси может быть выражена как

$$L = HG + hG, \tag{1}$$

где H -высота вертикального участка, а h—расстояние по вертикали, на которое отстают частицы от потока при подъеме на H в результате стесненного падения.

Продолжительность подъема частиц на высоту H будет:

$$\tau = H/(V-C), \tag{2}$$

где V—средняя скорость движения потока на участке, а C—средняя скорость стесненного падения частиц в потоке.

Очевидно, что $h=\tau C$, следовательно,

$$h=\frac{C}{V-C}H. \tag{3}$$

Когда средняя крупность частиц не превышает 50—60 микронов, скорость C составляет порядка 0,05 *м/сек*, а V—несколько *м/сек*. Поэтому величиной h, по сравнению с H, можно пренебречь, тогда (1) запишется так:

$$L=H\,G \text{ кГм/час}. \tag{4}$$

Это означает, что затрата работы на подъем материала не зависит от местонахождения вертикального участка и практически равна произведению высоты подъема H на вес материала.

При наличии на трассе нескольких участков подъема, спуска или уклона их не нужно учитывать в отдельности, а следует взять их алгебраическую сумму. Иначе говоря, за вертикальный подъем (или спуск) H следует брать разницу между отметками начала монжусной трубы и конца транспортного трубопровода, а затрату (или приобретение)работы определить по (4).

2. Сопротивление колен (поворотов). Явления, происходящие на повороте аэросмеси и приводящие к возникновению местного сопротивления, весьма сложны и разнообразны. Сопротивление поворота аэросмеси зависит не только от свойств фаз, концентраций, скорости, диаметра трубопровода, радиуса кривизны, плавности, угла поворота и прочего, но и от непосредственного расположения самого поворота. На сопротивление вертикального поворота значительное влияние оказывает направление потока: если поток из вертикального положения переходит в горизонтальное, то возникают одни сопротивления, если же поток из горизонтального положения переходит в вертикальное, то —другие.

В настоящем исследовании мы не занимались поисками обобщающих количественных выводов и ограничивались только опытным нахождением величин сопротивлений плавных поворотов под углом 90° (при некоторых диаметрах труб). В результате было установлено, что сопротивление колена быстро растет с ростом скорости аэросмеси. Если колено находится в начале трассы, то его сопротивление эквивалентно сопротивлению 0,3—0,5 *м* соседнего прямого горизонтального участка, а на конечных участках трассы достигает 5—7 *м* сопротивления прямого участка. Не опасаясь заметных погрешностей в расчете всей трассы, можно принимать, что в среднем сопротивление плавного колена с радиусом поворота более 1,5 *м* равно среднему сопротивлению 5 *м* прямого горизонтального участка.

3. **Трубопровод постоянного диаметра.** Начальный диаметр трубопровода (диаметр монжусной трубы) определяют исходя из принятой производительности, начальной концентрации μ_1 и критической скорости $V_{kp} = V_1$. Если этот диаметр постоянен по длине трассы, то остается определить начальное давление в монжусе P_1.

Определение P_1 можно произвести так: а) определяется фактическая длина всей трассы l_1 от начала монжусной трубы до конца трубопровода; б) задаваясь значениями P_1, определяются соответствующие длины l горизонтального трубопровода и строится кривая $P_1 = f(l)$ для трубопровода данного диаметра D (на рис. 1 приведен пример для четырех диаметров, для глинозема); в) по уравнению (9) [3] определяется несколько значений работоспособности одной тонны аэросмеси (L) при различных значениях P_1, принимая конечное давление равное 1 *ата*, и строится кривая $L = f(P_1)$ (на рис. 2 приведены такие кривые для глинозема* и цемента); г) принимая, что вся трасса l_1 горизонтальна, из рис. 1 определяется давление P_1, соответствующее l_1, а по P_1 из рис. 2 определяется L'; д) выявляется разница между отметками начала монжусной трубы и конца трубопровода H (1000 H это — работа на подъем одной тонны материала, $L_{под}$), затем определяется число поворотов (колен) по всей трассе N, а из выражения $L_{кол} = 5NL'/l$ — дополнительные затраты работы на этих поворотах; е) по сумме

$$L = L' + L_{под} + L_{кол} \tag{5}$$

из рис. 2 определяется необходимое давление P_1.

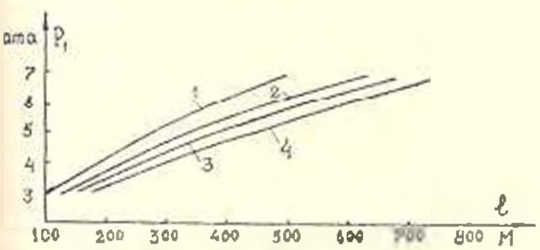

Рис. 1. Зависимость длины перемещения от давления (при постоянном диаметре труб):

1 — при $D = 51$ мм и $G = 16{,}9$ т/час;
2 — при $D = 76$ мм и $G = 42{,}5$ т/час;
3 — при $D = 100$ мм и $G = 81{,}6$ т/час;
4 — при $D = 125$ мм и $G = 140{,}8$ т/час;

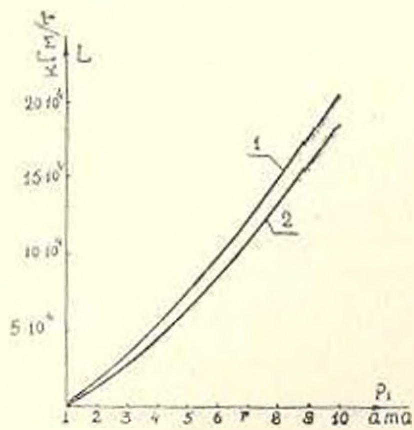

Рис. 2. Зависимость удельной работоспособности воздуха (L) от давления: 1 — для глинозема; 2 — для цемента.

Решение ряда примеров и анализ результатов показал, что такой способ расчета дает несколько заниженное значение P_1.

* Отметим, что (9) [3] написано для глинозема, для другого материала следует подставить соответствующие значения n и μ_1.

Вышеприведенный способ расчета дает вполне удовлетворительные результаты, если (5) написать в виде

$$L = L' + L_{под} + L_{кол} + L_{к}, \tag{6}$$

где $L_к$ — кинетическая энергия одной тонны аэросмеси в конце трубопровода, определяемая из выражения:

$$L_к = 1000\frac{V_к^2}{2g}. \tag{7}$$

Такой метод расчета можно применять для любой трассы с $D=$ $=\mathrm{const}$, даже для случая, когда вся трасса состоит из вертикального трубопровода любой высоты.

Пример 1. Для пневмотранспорта глинозема трубопровод должен обеспечить производительность 40 *т/час*. Сумма фактических длин всех участков трассы $l_1=160$ *м*. Общая высота подъема аэросмеси $H=20$ *м*, число плавных поворотов под углом 90° на трассе $N=4$. Конечное давление $P_k=1$ *ата*. Известно, что для глинозема $\varphi_1=0{,}265$ ($\nu=0{,}8.10^{-3}м^3/кг$), а $\gamma_1=3470$ *кг/м³*. Определить диаметр трубопровода D и величину начального давления аэросмеси P_1.

Решение. Начальный удельный вес аэросмеси составит: $\gamma_1=0{,}265\cdot3470=920$ *кг/м³*. Начальный объем — $W_1=40000:920=$ $=43{,}5 м^3/час$. Начальную скорость V_1 принимаем равной $V_{кр}=1{,}84+$ $+13D$. Следовательно, $W_1=43{,}5=V_{кр}.0{,}785.D^2 \;.\; 3600$.

Из этих выражений путем подбора определяем $D=76$ *мм* и $V_1=$ $=V_{кр}=2{,}83$ *м/сек*.

По кривой 2 рис. 1 находим $P_1=4$ *ата*, соответствующее горизонтальному прямому трубопроводу длиной $l_1=160$ *м*. Из рис. 2 по кривой *I* находим работоспособность аэросмеси $L'=5{,}3\cdot10^4$ *кГм/т*, соответствующую P_1. Определяем работу подъема $L_{под}=20\cdot1000=$ $=2\cdot10^4$ *кГм/т*. Находим затраты работы на преодоление сопротивлений колен $L_{кол}=5\cdot4\cdot5{,}3\cdot10^4:160=0{,}66\cdot10^4$ *кГм/т*.

По (5) находим общую затрату энергии $L=7{,}96\cdot10^4$ *кГм/т* и по этой величине из рис. 2 находим $P_1=5{,}2$ *ата*.

Далее, согласно вышеизложенному, вводим поправку на кинетическую энергию. Находим конечную скорость $V_к$ для $P_1=5{,}2$ *ата*, а именно:

$$V_{кр}=2{,}83\ (0{,}265+0{,}735.5{,}2)=11{,}6 \text{ м/сек}. \text{ Следовательно,}$$

$$L_к=1000.\ 11{,}6^2:19{,}62=6700 \text{ кГм/т}.$$

Уточненный расход работы согласно (6) составит 8,63. 10^4*кГм/т*, уточненное значение P_1 согласно рис. 2 составит 5.45 *ата*.

Сама трасса может иметь любую конфигурацию с общим подъемом в 20 *м* и числом колен 4.

4. Ступенчатый трубопровод. Начальный диаметр D_1 определяется аналогично п. 3. Затем, зная D_1, строится кривая $P_1=f(l)$ для ступенчатого трубопровода. Принимая $P_1=3$*ата* (для более низких P_1 рекомендуется применять трубопровод постоянного диаметра), определяются длины участков ступеней. При этом перепад давления в первой ступени рекомендуется принимать $\Delta P_1=1$ *ата* (от 3 до 2 *ата*), а во второй и третьей ступенях — по 0,5 *ата*. Сумма длин трех ступеней даст l_3.

Аналогичный расчет производится и при $P_1=4$ *ата*, с разбивкой трассы на четыре участка (на первых двух перепад давления по 1 *ата*, а на последних двух — по 0,5 *ата*). Сумма длин ступеней даст l_4. Таким образом, определяют l_5, l_6 и l_7 соответственно для $P_1=5$; 6 и 7 *ата*. На рис. 3 приведены кривые $P_1=f(l)$ для четырех начальных диаметров (для глинозема), построенные указанным способом. Допуская, что вся трасса горизонтальная, из кривой $P_1=f(l)$ определяется необходимое начальное давление P_1, и по нему из рис. 2 находят L'. Имея общий подъем H и число колен, по (5) определяется общая начальная работоспособность аэросмеси L, а по ней—давление P_1.

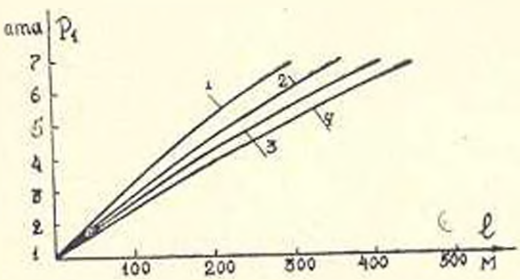

Рис. 3. Зависимость длины перемещения от давления при ступенчатом трубопроводе. (Номера кривых, начальные диаметры и производительности соответствуют приведенным на рис. 1).

Пример 2. Для пневмотранспорта глинозема ступенчатый трубопровод должен обеспечить производительность 40 *т/час*. Фактическая длина $l_1=320$ *м*; $H=20$ *м*; $N=4$; $P_k=1$ *ата*. Определить начальное давление P_1 и рассчитать трубопровод.

Решение. Аналогично предыдущему примеру находим начальный диаметр $D_1=76$ *мм*. Из рис. 3 (кривая 2) при $l_1=320$ *м* находим $P_1=4{,}9$ *ата*, которому соответствует $L'=7{,}3.10^4$ *кГм/т*. Далее, $L_{под}=$ $=2.10^4$, а $L_{кол}=5{,}4.\ 7{,}3\ .10^4 : 320=0{,}46.\ 10^4$. Общая начальная работоспособность аэросмеси по (5) получится: $L=9{,}76.\ 10^4$ *кГм/т*. Из рис. 2 находим $P_1=5{,}8$ *ата*.

Структура трубопровода (число и длины ступеней и их диаметры) определяется, допуская, что он горизонтальный и прямолинейный, а начальное давление $P_1=4{,}9$ *ата*. Результаты расчета приведены в табл. 1.

Таблица 1

Участок	D, *мм*	Δl, *м*	Перепад давления, *ата*
I	76	40	от 4,9 до 4,0
II	82	50	от 4 до 3,0
III	88	80	от 3 до 2,0
IV	100	60	от 2 до 1,5
V	110	90	от 1,5 до 1,0

Институт органической химии АН АрмССР

Поступило 28.X.1970.

Ա. Մ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ, ՅԱ. Ա. ԱԼՄԱՍՅԱՆ, Ռ. Ե. ՀԱԿՈԲՅԱՆ

ԱՆՐՈԽԱՌՆՈՒՐԴՆԵՐԻ ՏԵՂԱՓՈԽՄԱՆ ԽՈՂՈՎԱԿԱԳԾԵՐԻ ՀԱՇՎՈՒՄԸ

Ամփոփում

Մշակված է խիտ շերտով պնևմոտրանսպորտի հաշվման մեթոդիկա խողովակագծերի ցանկացած ձևի համար՝ երբ խողովակագծում առկա են վերտիկալ բարձրացող ու իջնող հատվածներ, հորիզոնական հատվածներ, անկյուններ և թեքություններ։

ЛИТЕРАТУРА

1. *Гаспарян А. М., Алмасян Я. А., Акопян Р. Е.* «Известия АН АрмССР, серия технических наук», т. XXIV, № 2, 1971.
2. *Алмасян Я. А., Гаспарян А. М., Акопян Р. Е.* «Известия АН АрмССР, серия технических наук», т. XXIV, № 3, 1971.
3. *Гаспарян А. М., Акопян Р. Е., Алмасян Я. А.* «Известия АН АрмССР, серия технических наук», т. XXVI, № 5, 1973.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Տեխնիկական գիտութ. սերիա XXVII, №3, 1974 Серия технических наук

ТЕПЛОТЕХНИКА

Л. С. АСЛАНЯН, А. Л. СУРИС, С. Н. ШОРИН

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ДИССОЦИИРОВАННЫХ КИСЛОРОДА И СЕРЫ

В работах [2÷6; 9; 10] приведены результаты расчетов равновесного состава и некоторых термодинамических свойств кислорода в ограниченном диапазоне температуры. Необходимость проведения подробного термодинамического анализа равновесного состава и свойств диссоциированной серы вызвана ограниченностью имеющихся данных. В связи с этим в настоящей работе проведены термодинамические расчеты равновесного состава и основных термодинамических свойств продуктов диссоциации в диапазоне температур 1000÷6000°K (с интервалом в 200°) и давлений 0,1—100 *ата*. В расчетах константы равновесия и энтальпии соответствующих компонентов брались из [4].

Равновесные составы использовались для расчета основных показателей диссоциированных O_2 и S_2.

Коэффициент изменения объема рассчитывался по формуле:

$$\beta=\frac{2}{r_A+2r_{A_2}}, \tag{1}$$

где r_A и r_{A_2} — объемные доли атомарного и молекулярного компонентов.

Молекулярная масса смеси определяется по формуле

$$\mu_{см}=\mu_A(r_A+2r_{A_2})\ \frac{кг}{кмоль}, \tag{2}$$

где μ_A—атомарная масса газа.

Плотность смеси при данных P и T находится по формуле

$$\rho_{см}=\frac{273,15}{T}\cdot\frac{\mu_{см}}{22,4}\cdot P\left|\frac{кг}{м^3}\right|, \tag{3}$$

где P—общее давление в системе.

Зная коэффициент изменения объема и объемную долю молекулярного компонента, можно определить степень диссоциации исходного вещества:

$$\Delta=1-\beta r_{A_2}. \tag{4}$$

Энтальпия смеси, отсчитанная от 293,15°К, определялась по формуле:

$$i=\frac{(H_A^T r_A+H_{A_2}^T r_{A_2})\beta-H_{A_2}^{293,15}}{\beta\cdot 860\cdot 22,4}\left|\frac{квт.ч}{нм^3\ смеси}\right|, \tag{5}$$

где H_A^T и $H_{A_2}^T\left|\frac{кал}{моль}\right|$—полные энтальпии атомарного и молекулярного газа при данной температуре.

Затраты энергии для нагрева 1 $нм^3$ исходного газа от стандартной температуры 293,15°К до заданной определяется по формуле:

$$\alpha=i\beta\left|\frac{квт.ч}{нм^3\ исх.\ газа}\right|. \tag{6}$$

В таблицах 1 и 2 приведена затрата энергии на 1 $нм^3$ серы и кислорода при различных температурах и давлениях. Таблицы наглядно иллюстрируют изменение энергозатрат в рассмотренном диапазоне температур: повышение давления приводит к некоторому снижению α.

В области высоких температур энергозатраты возрастают в несколько раз, что вызвано наличием сильной диссоциации S_2 и O_2. Так, при $P=1$ *ата* и $T=5000°K$ $\alpha_{S_2}=9,384\ \frac{квт.ч}{нм^3 S_2}$,

$$\alpha_{O_2}=8,598\ \frac{квт.ч}{нм^3 O_2},$$

а при $T=2000°K$ $\alpha_{S_2}=2,394\ \frac{квт.ч}{нм^3 S_2}$, $\alpha_{O_2}=0,7384\ \frac{квт.ч}{нм^3 O_2}$.

Газовая постоянная смеси определялась отношением

$$R_к=\frac{R}{\mu_{см}}\left|\frac{кдж}{кг.град}\right|, \tag{7}$$

где R—универсальная газовая постоянная.

Из других термодинамических свойств диссоциированных продуктов важными являются истинные теплоемкости при постоянном объеме и давлении. В работе определялась не „равновесная", а „замороженная" теплоемкость газа. Хотя состав смеси при определении замороженной теплоемкости считается постоянным, он является равновесным и отвечает заданным P и T.

Истинная изобарная теплоемкость „замороженной" смеси определялась следующим образом:

$$C_{p_{зам}}=\frac{r_A\frac{d(H_T^0-H_0^0)_A}{dT}+r_{A_2}\frac{d(H_T^0-H_0^0)_{A_2}}{dT}}{\mu_{см}}, \tag{8}$$

где $(H_T^0-H_0^0)$—энтальпия теплового состояния соответствующего вещества.

Таблица 1

Затраты энергии, необходимые для нагрева серы от температуры 293,15° К до данной температуры при различных давлениях

P / T	2000	2800	3600	4000	4400	4800	5200	5600	6000
0·1	$\cdot 2417_{10}01$	$\cdot 4098_{10}01$	$\cdot 7980_{10}01$	$\cdot 8626_{10}01$	$\cdot 8959_{10}01$	$\cdot 9217_{10}01$	$\cdot 9456_{10}01$	$\cdot 9689_{10}01$	$\cdot 9920_{10}01$
1·0	$\cdot 2394_{10}01$	$\cdot 3216_{10}01$	$\cdot 6041_{10}01$	$\cdot 7650_{10}01$	$\cdot 8568_{10}01$	$\cdot 9058_{10}01$	$\cdot 9384_{10}01$	$\cdot 9654_{10}01$	$\cdot 9901_{10}01$
2·0	$\cdot 2391_{10}01$	$\cdot 3091_{10}01$	$\cdot 5369_{10}01$	$\cdot 7024_{10}01$	$\cdot 8221_{10}01$	$\cdot 8896_{10}01$	$\cdot 9308_{10}01$	$\cdot 9615_{10}01$	$\cdot 9880_{10}01$
3·0	$\cdot 2389_{10}01$	$\cdot 3036_{10}01$	$\cdot 5023_{10}01$	$\cdot 6613_{10}01$	$\cdot 7938_{10}01$	$\cdot 8749_{10}01$	$\cdot 9235_{10}01$	$\cdot 9578_{10}01$	$\cdot 9860_{10}01$
4·0	$\cdot 2388_{10}01$	$\cdot 3003_{10}01$	$\cdot 4803_{10}01$	$\cdot 6317_{10}01$	$\cdot 7702_{10}01$	$\cdot 8614_{10}01$	$\cdot 9165_{10}01$	$\cdot 9541_{10}01$	$\cdot 9839_{10}01$
5·0	$\cdot 2388_{10}01$	$\cdot 2981_{10}01$	$\cdot 4648_{10}01$	$\cdot 6091_{10}01$	$\cdot 7501_{10}01$	$\cdot 8490_{10}01$	$\cdot 9096_{10}01$	$\cdot 9505_{10}01$	$\cdot 9819_{10}01$
6·0	$\cdot 2387_{10}01$	$\cdot 2964_{10}01$	$\cdot 4531_{10}01$	$\cdot 5910_{10}01$	$\cdot 7327_{10}01$	$\cdot 8374_{10}01$	$\cdot 9034_{10}01$	$\cdot 9469_{10}01$	$\cdot 9799_{10}01$
7·0	$\cdot 2387_{10}01$	$\cdot 2951_{10}01$	$\cdot 4438_{10}01$	$\cdot 5769_{10}01$	$\cdot 7175_{10}01$	$\cdot 8267_{10}01$	$\cdot 8972_{10}01$	$\cdot 9435_{10}01$	$\cdot 9779_{10}01$
8·0	$\cdot 2367_{10}01$	$\cdot 2941_{10}01$	$\cdot 4363_{10}01$	$\cdot 5638_{10}01$	$\cdot 7040_{10}01$	$\cdot 8168_{10}01$	$\cdot 8912_{10}01$	$\cdot 9401_{10}01$	$\cdot 9759_{10}01$
9·0	$\cdot 2387_{10}01$	$\cdot 2941_{10}01$	$\cdot 4300_{10}01$	$\cdot 5531_{10}01$	$\cdot 6920_{10}01$	$\cdot 8075_{10}01$	$\cdot 8854_{10}01$	$\cdot 9367_{10}01$	$\cdot 9740_{10}01$
10·0	$\cdot 2386_{10}01$	$\cdot 2925_{10}01$	$\cdot 4246_{10}01$	$\cdot 5439_{10}01$	$\cdot 6812_{10}01$	$\cdot 7987_{10}01$	$\cdot 8798_{10}01$	$\cdot 9335_{10}01$	$\cdot 9721_{10}01$
20·0	$\cdot 2385_{10}01$	$\cdot 2886_{10}01$	$\cdot 3950_{10}01$	$\cdot 4903_{10}01$	$\cdot 6109_{10}01$	$\cdot 7336_{10}01$	$\cdot 8331_{10}01$	$\cdot 9040_{10}01$	$\cdot 9541_{10}01$
30·0	$\cdot 2385_{10}01$	$\cdot 2886_{10}01$	$\cdot 3816_{10}01$	$\cdot 4647_{10}01$	$\cdot 5732_{10}01$	$\cdot 6919_{10}01$	$\cdot 7980_{10}01$	$\cdot 8791_{10}01$	$\cdot 9377_{10}01$
50·0	$\cdot 2385_{10}01$	$\cdot 2851_{10}01$	$\cdot 3681_{10}01$	$\cdot 4382_{10}01$	$\cdot 5312_{10}01$	$\cdot 6401_{10}01$	$\cdot 7480_{10}01$	$\cdot 8394_{10}01$	$\cdot 9095_{10}01$
100·0	$\cdot 2385_{10}01$	$\cdot 2833_{10}01$	$\cdot 3544_{10}01$	$\cdot 4107_{10}01$	$\cdot 4853_{10}01$	$\cdot 5767_{10}01$	$\cdot 6768_{10}01$	$\cdot 7732_{10}01$	$\cdot 8560_{10}01$

Примечание. Форма представления чисел в таблицах 1 и 2: число $0{,}2417\cdot(10)^{01}$ представлено в виде $\cdot 2417_{10}01$ и т. д.

Таблица 2

Затраты энергии на нагрев кислорода от температуры 293,15°K до заданной температуры при разных давлениях

P / T	2000	2800	3600	4000	4400	4800	5200	5600	6000
0·1	$\cdot 7429_{10}00$	$\cdot 1661_{10}01$	$\cdot 6009_{10}01$	$\cdot 7598_{10}01$	$\cdot 8186_{10}01$	$\cdot 8495_{10}01$	$\cdot 8739_{10}01$	$\cdot 8967_{10}01$	$\cdot 9191_{10}01$
1·0	$\cdot 7384_{10}00$	$\cdot 1292_{10}01$	$\cdot 3426_{10}01$	$\cdot 5522_{10}01$	$\cdot 7245_{10}01$	$\cdot 8137_{10}01$	$\cdot 8598_{10}01$	$\cdot 8905_{10}01$	$\cdot 9161_{10}01$
2·0	$\cdot 7378_{10}00$	$\cdot 1242_{10}01$	$\cdot 2899_{10}01$	$\cdot 4684_{10}01$	$\cdot 6575_{10}01$	$\cdot 7803_{10}01$	$\cdot 8451_{10}01$	$\cdot 8838_{10}01$	$\cdot 9128_{10}01$
3·0	$\cdot 7375_{10}00$	$\cdot 1219_{10}01$	$\cdot 2655_{10}01$	$\cdot 4232_{10}01$	$\cdot 6108_{10}01$	$\cdot 7519_{10}01$	$\cdot 8311_{10}01$	$\cdot 8774_{10}01$	$\cdot 9096_{10}01$
4·0	$\cdot 7373_{10}00$	$\cdot 1206_{10}01$	$\cdot 2507_{10}01$	$\cdot 3939_{10}01$	$\cdot 5758_{10}01$	$\cdot 7274_{10}01$	$\cdot 8185_{10}01$	$\cdot 8711_{10}01$	$\cdot 9065_{10}01$
5·0	$\cdot 7372_{10}00$	$\cdot 1197_{10}01$	$\cdot 2405_{10}01$	$\cdot 3730_{10}01$	$\cdot 5484_{10}01$	$\cdot 7059_{10}01$	$\cdot 8065_{10}01$	$\cdot 8650_{10}01$	$\cdot 9033_{10}01$
6·0	$\cdot 7372_{10}00$	$\cdot 1190_{10}01$	$\cdot 2329_{10}01$	$\cdot 3571_{10}01$	$\cdot 5261_{10}01$	$\cdot 6870_{10}01$	$\cdot 7952_{10}01$	$\cdot 8591_{10}01$	$\cdot 9002_{10}01$
7·0	$\cdot 7371_{10}00$	$\cdot 1185_{10}01$	$\cdot 2270_{10}01$	$\cdot 3444_{10}01$	$\cdot 5076_{10}01$	$\cdot 6700_{10}01$	$\cdot 7845_{10}01$	$\cdot 8533_{10}01$	$\cdot 8972_{10}01$
8·0	$\cdot 7370_{10}00$	$\cdot 1181_{10}01$	$\cdot 2222_{10}01$	$\cdot 3340_{10}01$	$\cdot 4918_{10}01$	$\cdot 6548_{10}01$	$\cdot 7745_{10}01$	$\cdot 8478_{10}01$	$\cdot 8942_{10}01$
9·0	$\cdot 7370_{10}00$	$\cdot 1178_{10}01$	$\cdot 2183_{10}01$	$\cdot 3253_{10}01$	$\cdot 4782_{10}01$	$\cdot 6410_{10}01$	$\cdot 7649_{10}01$	$\cdot 8423_{10}01$	$\cdot 8913_{10}01$
10·0	$\cdot 7370_{10}00$	$\cdot 1175_{10}01$	$\cdot 2149_{10}01$	$\cdot 3179_{10}01$	$\cdot 4663_{10}01$	$\cdot 6284_{10}01$	$\cdot 7559_{10}01$	$\cdot 8371_{10}01$	$\cdot 8884_{10}01$
20·0	$\cdot 7368_{10}00$	$\cdot 1159_{10}01$	$\cdot 1966_{10}01$	$\cdot 2767_{10}01$	$\cdot 3959_{10}01$	$\cdot 5437_{10}01$	$\cdot 6852_{10}01$	$\cdot 7911_{10}01$	$\cdot 8614_{10}01$
30·0	$\cdot 7367_{10}00$	$\cdot 1152_{10}01$	$\cdot 1885_{10}01$	$\cdot 2580_{10}01$	$\cdot 3615_{10}01$	$\cdot 4960_{10}01$	$\cdot 6372_{10}01$	$\cdot 7546_{10}01$	$\cdot 8377_{10}01$
50·0	$\cdot 7366_{10}00$	$\cdot 1145_{10}01$	$\cdot 1803_{10}01$	$\cdot 2390_{10}01$	$\cdot 3255_{10}01$	$\cdot 4415_{10}01$	$\cdot 5745_{10}01$	$\cdot 6995_{10}01$	$\cdot 7979_{10}01$
100·0	$\cdot 7365_{10}00$	$\cdot 1138_{10}01$	$\cdot 1720_{10}01$	$\cdot 2197_{10}01$	$\cdot 2878_{10}01$	$\cdot 3803_{10}01$	$\cdot 4941_{10}01$	$\cdot 6156_{10}01$	$\cdot 7267_{10}01$

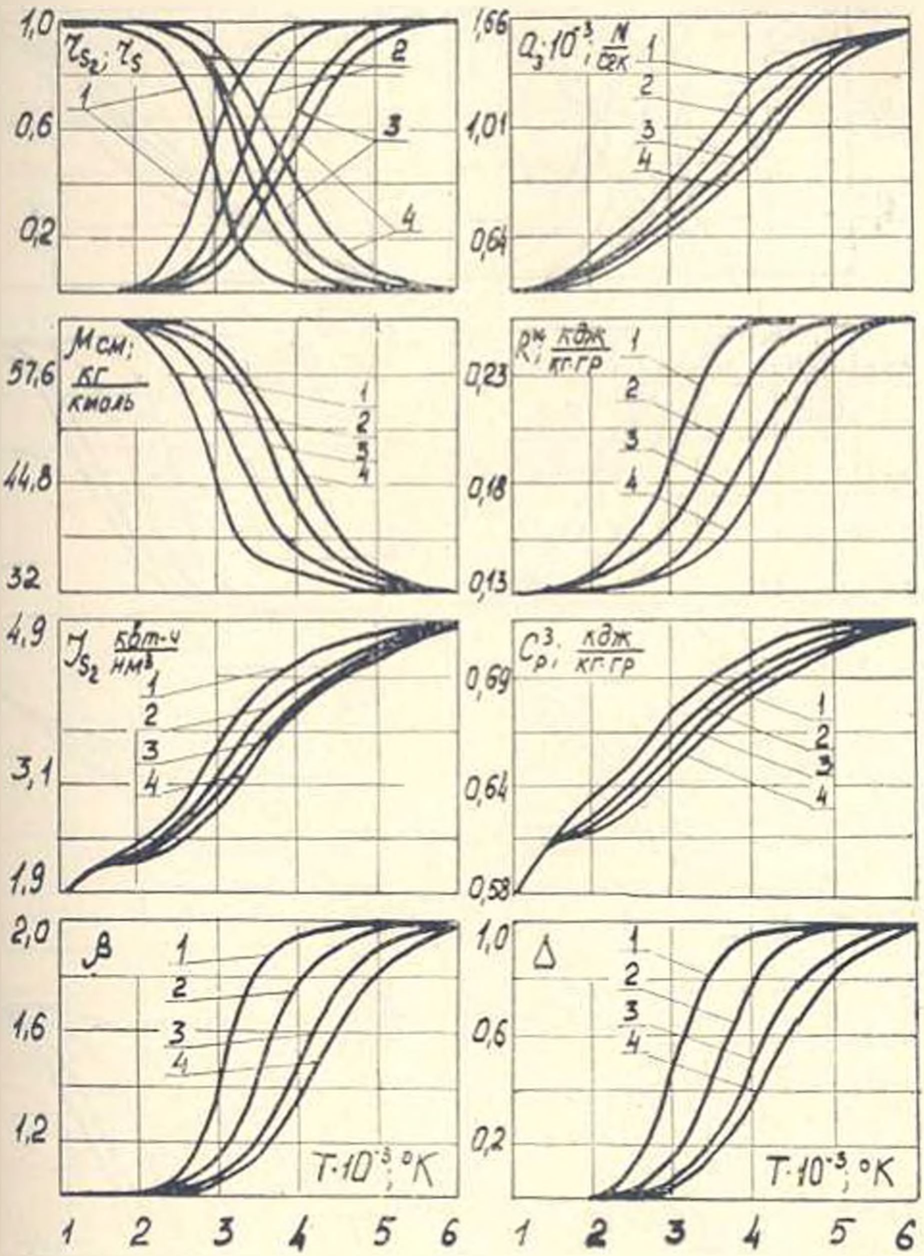

Рис. 1. Равновесный состав и некоторые термодинамические свойства диссоциированной серы при различных давлениях и температурах:
1—0,1 ата; 2—1 ата; 3—5 ата; 4—10 ата

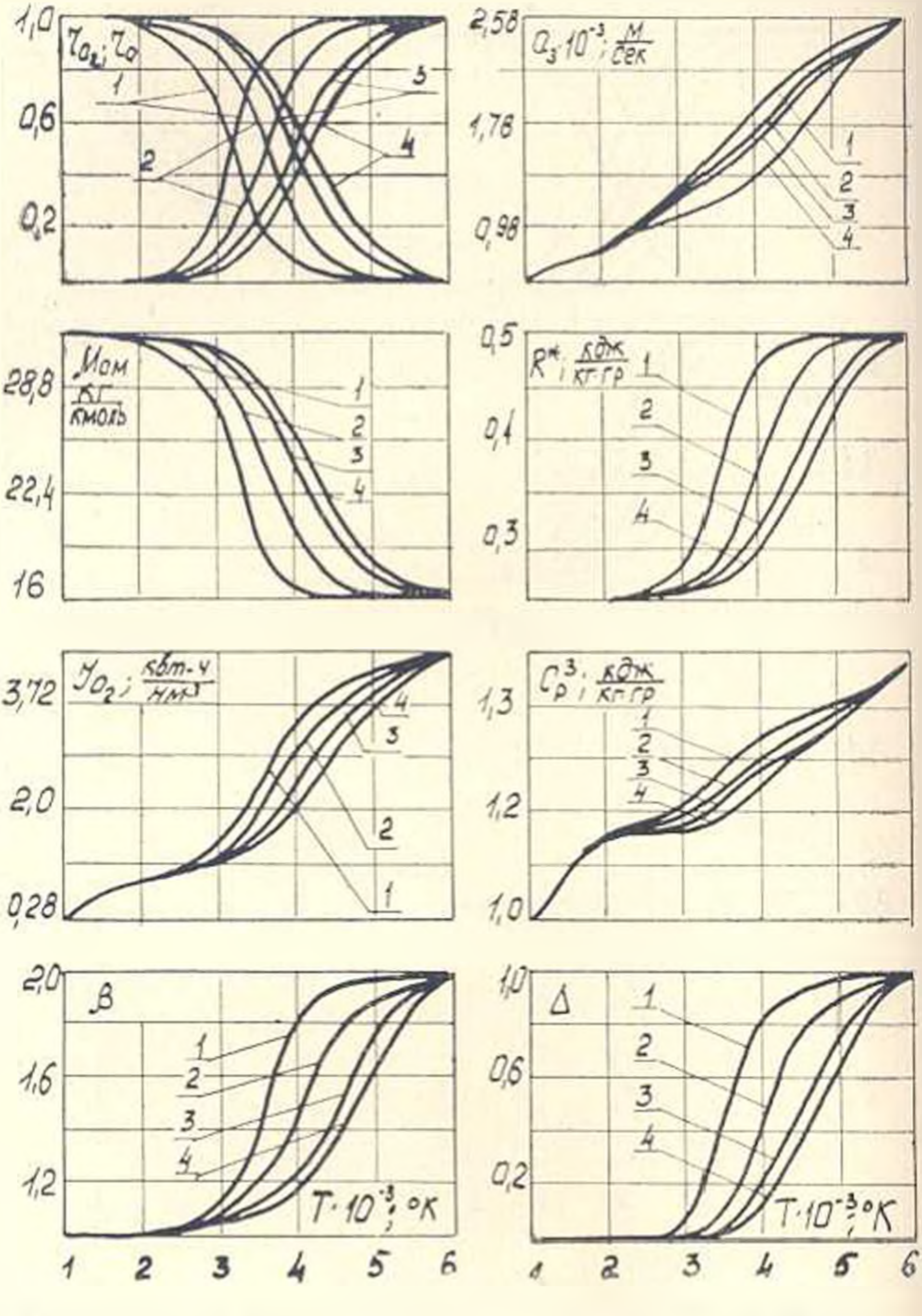

Рис. 2. Равновесный состав и некоторые термодинамические свойства диссоциированного кислорода при различных давлениях и температурах.

1—0,1 *ата*; 2—1 *ата*; 3—5 *ата*; 4—10 *ата*

При дифференцировании использовались интерполяционные полиномы для энтальпии соответствующих веществ, приведенных в [4]. Используя (7) и (8), можно определить истинную изохорную теплоемкость и показатель адиабаты „замороженной" смеси:

$$C_{V,\text{зам}} = C_{P,\text{зам}} - R_* \quad \left| \frac{кдж}{кг.\,град} \right|; \tag{9}$$

$$k_{\text{зам}} = \frac{C_{P,\text{зам}}}{C_{V,\text{зам}}}. \tag{10}$$

Если скорости химических превращений не очень велики, а частота звуковых колебаний большая, то процесс сжатия в упругой волне протекает как в нереагирующей смеси. В таком случае скорость звука определяется как „замороженная" [1]:

$$a_{\text{зам}} = \sqrt{1000 k_{\text{зам}} \cdot R_* \cdot T}\ [м/сек]. \tag{11}$$

«Равновесная» скорость звука кислорода рассчитана в работе [9] в интервале температур $100 \div 3000°K$ и давлений $1 \div 100$ *ата*. При отсутствии диссоциации до температур $2200°K$ и при давлении 1 *ата* значения «замороженной» и «равновесной» скоростей звука совпадают. Уже при $T = 3000$ К, когда степень диссоциации составляет лишь 5,61%, отличие «замороженной» скорости звука от «равновесной» составляет 3,5—4%.

Значения «замороженных» показателей системы можно использовать в расчетах высокоскоростных процессов, протекающих с большими градиентами температур и давлений.

Основные результаты расчетов представлены на рисунках 1 и 2. Как видно из рисунков, с увеличением температуры мольная доля молекулярных компонентов падает, а атомарных—возрастает. Увеличение давления несколько тормозит процесс диссоциации. При $T = 3000°$ и $P = 0{,}1$ *ата* мольные доли молекулярных компонентов соответственно равны: $r_{S_2} = 0{,}44$ и $r_{O_2} = 0{,}7$, а при той же температуре, но $P = 1$ *ата* — $r_{S_2} = 0{,}8$ и $r_{O_2} = 0{,}88$.

Заметная диссоциация молекулярной серы начинается при температуре $T = 2000$ K, в то время как у кислорода—при $T = 2600°$K.

На рисунках 1 и 2 представлены также зависимости $C_{P,\text{зам}}$, R_*, β и Δ от температуры при различных давлениях.

Московский институт
химического машиностроения

Поступило 6.XII.1973.

Լ. Ս. ԱՍԼԱՆՅԱՆ, Ա. Լ. ՍՈՒՐԻՍ, Ս. Ն. ՇՈՐԻՆ

ՏԱՐՐԱԲԱԺԱՆՎԱԾ ԾԾՄԲԻ ԵՎ ԹԹՎԱԾՆԻ ԹԵՐՄՈԴԻՆԱՄԻԿԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ամփոփում

Հոդվածում դիտված են 1000—6000°K և 0,1—100 մթն ճնշման սահմաններում տարրաբաժանված ծծմբի և թթվածնի հավասարակշիռ բաղադրության և հիմնական թերմոդինամիկական հատկությունների հաշվարկումների արդյունքները։

ЛИТЕРАТУРА

1. *Алемасов В. Е.* и др. Термодинамические теплофизические свойства продуктов сгорания, т. 1, М., 1971, ВИНИТИ.
2. *Кессельман П. М.* «Инженерно-физический журнал», т. 6, № 6, 1963.
3. *Кессельман П. М., Рабинович В. А.* «Инженерно-физический журнал», т. 6, № 7, 1963.
4. Термодинамические свойства индивидуальных веществ (под ред. акад. В. П. Глушко), т. 2, М., 1962.
5. Свойства газов при высоких температурах (под ред. А. С. Предводителева), М., 1967.
6. Бестужев А. С. Кандидатская диссертация, Одесский технологический институт им. Ломоносова, 1968.
7. *Смиров В. С., Аранович Б. С.* Производство сероуглерода «Химия», 1966.
8. *Авдеева А. В.* Газовая сера. Госхимиздат, 1950.
9. *Hilsenrath I.* Tables of Thermal Properties of Gases, NBS, Circular 564, 1955.
10. *Вассерман А. А., Казавчинский Я. З., Рабинович В. А.* Теплофизические свойства воздуха и его компонентов. «Наука», 1965.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Տեխնիկական գիտութ. սերիա XXVII, № 3, 1974 Серия технических наук

ТЕПЛОТЕХНИКА

В. С. ПОГОСЯН, М. А. СУРИС, Э. Б. ФИНКЕЛЬШТЕЙН

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ВЛИЯНИЯ ПРОЦЕССОВ ПЕРЕНОСА НА СКОРОСТЬ КОРРОЗИИ СТАЛИ В КОНТАКТЕ С ВЛАЖНОЙ ТЕПЛОИЗОЛЯЦИЕЙ

Анализ процессов переноса является определяющим при исследовании коррозии наружной поверхности теплопроводов.

Изучение таких сложных процессов, в которых наряду с электрохимическими превращениями значительную роль играет также передача вещества и энергии, имеет большое значение по следующим причинам.

Во-первых, мы выясняем закономерности протекания коррозионного процесса в тех условиях, где он имеет для нас практическое значение.

Во-вторых, мы получаем возможность оценить влияние на скорость коррозии основных физических параметров: температуры, влажности, давления водяного пара.

В-третьих, мы можем определить характер влияния на коррозионный процесс физико-химических свойств материала теплоизоляции (пористости, проницаемости, сорбционной активности и температурных коэффициентов).

В-четвертых, такое исследование даст нам возможность научно обосновать выбор оптимальной методики коррозионных испытаний стали в контакте с применяемыми теплоизоляционными материалами (автоклавным пенобетоном, битумоперлитом и др.).

В этой связи представляет интерес модель Л. В. Цимерманиса [1, 2, 3], в которой увлажнение капиллярно-пористых тел рассматривается как частный случай общих физических закономерностей, связывающих состояние материальных систем с их энергетическими уровнями. Эта модель приводит к универсальной, т. е. независимой от произвольных предложений о физической структуре сорбционного слоя и строения поверхности сорбента, аналитической зависимости

$$u=f(\varphi,\ T). \qquad (1)$$

где u — удельное влагосодержание материала, равное отношению массы влаги к массе абсолютно сухого материала; $\varphi=P/P_s$; P — парциальное давление пара; P_s — насыщающее давление пара над плоской поверхностью раздела вода-пар при внешнем барометрическом давлении.

В модели рассматривается поле сорбционных сил, простирающееся на конечное расстояние по нормали к поверхности сорбента и содержащее среднее количество молекул сорбата, удерживаемых молекулярными силами единицей площади поверхности частиц молекулярно-пористого тела.

Процесс перехода от одного уровня влагосодержания к другому в данном капиллярно-пористом теле вполне аналогичен переходу от одной плотности частиц к другой (с соответствующим изменением их потенциальных энергий) в одномерном силовом поле взаимодействующих частиц. К последнему, как известно, применимо классическое распределение Больцмана без всяких ограничений. Идеальную модель поля сорбционных сил, соответствующую каждому определенному влагосодержанию данного капиллярно-пористого тела, можно рассматривать как элементарную ячейку многомерного фазового пространства равномерно распределенных невзаимодействующих частиц в одномерном силовом поле. Зная энергию распределения и используя уравнение Больцмана, можно вычислить соответствующее количество молекул воды в капиллярно-пористом теле, и наоборот, по заданному влагосодержанию легко определить величину энергии.

В этих предположениях уравнение сорбции (1) принимает вид:

$$u = u_{\text{мг}} \exp\left(-\frac{a\Delta E_{\varphi}}{RT}\right), \qquad (2)$$

где a—сорбционная активность, являющаяся мерой отклонения энергии распределения молекул сорбата в поле сорбционных сил от их потенциальной энергии в идеальной системе, с которой это поле находится в состоянии равновесия;

$u_{\text{мг}}$—максимальное сорбционное влагосодержание;

E_{φ}—энергия распределения моля воды в равновесном водяном паре;

R—универсальная газовая постоянная.

Влажностное состояние теплоизоляционных материалов в гидротермической области описывается теми же закономерностями, что и в гигротермической.

Рассмотренная модель увлажнения (сушки) теплоизоляции в гигротермической и в гидротермической областях позволяет сделать ряд важных выводов относительно процесса коррозии наружной поверхности теплопроводов. Как известно, для коррозионных процессов, происходящих при участии в катодном процессе кислорода, наиболее существенным является тот факт, что скорость катодного процесса электрохимического восстановления кислорода, как правило, регулируется не кинетическим, а диффузионным фактором. Скорость коррозии в этом случае полностью определяется величиной диффузионного тока по кислороду и зависит не от электрохимических свойств металла, а от условия переноса молекул растворенного кислорода к поверхности металла. Для расчета процессов переноса вводится величина β, называевая константой скорости диффузии и определяемая как отношение диффузионного потока к разности концентраций. Диффузионный поток q выражается как

$$q = \beta \Delta c, \tag{3}$$

где Δc—разность концентраций. Константа скорости диффузии имеет размерность линейной скорости (*см/сек*). Нас интересует вопрос об определении константы скорости диффузии β.

При описании процесса диффузии к твердой поверхности естественным образом вводится понятие эффективной диффузионной длины $\delta_э$, имеющей смысл толщины слоя, непосредственно прилегающего к поверхности, внутри которого механизм переноса является чисто молекулярным.

Чтобы получить истинную интенсивность переноса в слое толщины $\delta_э$, необходимо, чтобы

$$\beta = \frac{D}{\delta_э}, \tag{4}$$

где D—коэффициент диффузии растворённого кислорода.

В рамках рассмотренной модели увлажнения теплоизоляции в качестве эффективной диффузионной длины $\delta_э$ естественно принять величину δ_a —толщину слоя адсорбированных молекул воды—

$$\delta_э = \delta_a. \tag{5}$$

Общее выражение для эффективной длины диффузии с учетом нормировки энергии и соотношения (12) может быть представлено в виде:

$$\delta^э = \delta^э_{мг} \exp\left(-\frac{n\Delta E_\varphi}{RT}\right). \tag{6}$$

где $\delta^э_{мг}$—эффективная длина диффузии, соответствующая максимальному сорбционному влагосодержанию.

Учитывая, что $\Delta E_\varphi = -RT \ln \varphi$, выражение (6) запишется так:

$$\delta^э = \delta^э_{мг} \varphi^n. \tag{7}$$

Изучение экспериментальных изотерм различных капиллярно-пористых материалов, собранных в [4], показывает, что при постоянном φ влагосодержание уменьшается с увеличением температуры, что, по-видимому, связано с уменьшением сил Ван-дер-Ваальса и соответствующим падением адсорбции. Эксперименты показывают, что влагосодержание при любом фиксированном φ линейно зависит от температуры. Это позволяет написать для эффективной длины диффузии, соответствующей максимальному сорбционному влагосодержанию, следующее уравнение, выражающее наиболее общую линейную зависимость:

$$\delta^э_{мг} = \delta^э_0[1 - \alpha_T(T - 273)], \tag{8}$$

где $\delta^э_0$—эффективная диффузионная длина, соответствующая максимальному сорбционному влагосодержанию, при $T = 273°$ К;

α_T — температурный коэффициент максимального сорбционного влагосодержания.

Подставляя (8) в (7), найдем:

$$\gamma^{э} = \gamma^{э}_0[1-\alpha_T(T-273)]\varphi^{a}. \tag{9}$$

Для коэффициента диффузии можно записать:

$$D = D_0[1+\alpha_D(T-273)], \tag{10}$$

где D_0—коэффициент диффузии при $T=273°$К; α_D — температурный коэффициент.

Учитывая зависимость эффективного коэффициента молекулярной диффузии растворённого кислорода от пористости [5], формула для константы скорости диффузии может быть представлена в виде:

$$\beta = \beta_0 \Pi \left[1 - \frac{1}{3}(1-\Pi) \right] \frac{[1+\alpha_D(T-273)]}{[1-\alpha_T(T-273)]} \cdot \varphi^{-a}, \tag{11}$$

где Π—пористость; $\beta = D_0/\gamma_0$ —константа скорости диффузии при $T=273$ К.

Для окончательного выражения константы скорости диффузии через экспериментальные параметры, необходимо определить зависимость сорбционной активности от давления водяного пара. Эта зависимость для капиллярно-пористого тела имеет вид [2]:

$$a = a_0 K^{\varphi}, \tag{12}$$

где a_0 —структурная сорбционная активность, характеризующая взаимодействие молекул сорбента с молекулами сорбата и последних между собой;

K —безразмерный коэффициент, характеризующий изменение взаимодействия между молекулами сорбента и сорбата и последних между собой с изменением уровня энергии распределения равновесного пара.

С учетом (12) формула (11) запишется в виде:

$$\beta = \beta_0 \Pi \left[1 - \frac{1}{3}(1-\Pi) \right] \frac{[1+\alpha_D(T-273)]}{[1-\alpha_T(T-273)]} \cdot \varphi^{-a_0 K^{\varphi}}. \tag{13}$$

Проанализируем полученное общее выражение для величины β.

Скорость коррозии пропорциональна константе скорости диффузии. Как видно из формулы (13), характер зависимости скорости коррозии от температуры определяется дробно-рациональным множителем

$$\frac{1+\alpha_D(T-273)}{1-\alpha_T(T-273)}.$$

На рис. 1 показана зависимость от температуры безразмерной константы скорости диффузии для пенобетона при различных значениях φ. Как видно из рисунка, в интересующем нас диапазоне температур эта зависимость близка к линейной и определяется такими параметрами, как φ_0 и α_T. Указанный вид зависимости скорости коррозии от температуры характеризует термодинамически замкнутую систему.

В термодинамически открытой системе скорость коррозии определяется произведением βc, причем величина c (концентрация растворённого кислорода) сама зависит от температуры.

Характер зависимости скорости коррозии от температуры в термодинамически открытой системе при различных значениях φ показан на рис. 2. Как видно из рисунка, скорость коррозии в такой системе почти не зависит от температуры в интервале значений от 20 до 70°C. При температурах свыше 70°C скорость коррозии резко падает.

Рис. 1. Зависимость безразмерной константы скорости диффузии от температуры при различных давлениях водяного пара

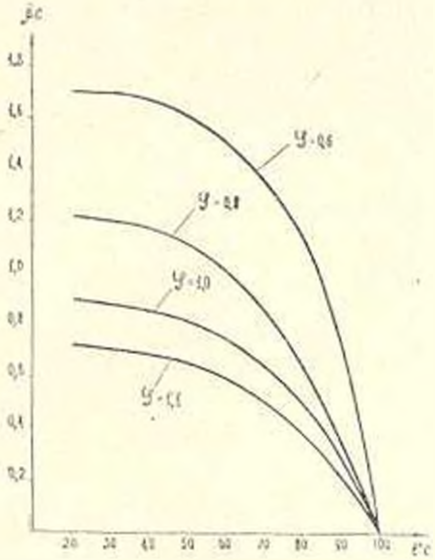

Рис. 2. Зависимость безразмерного потока диффузии от температуры при различных давлениях водяного пара

Чрезвычайно важно то обстоятельство, что реальная теплоизоляционная конструкция не является ни полностью открытой, ни полностью замкнутой системой. С одной стороны, наличие повреждений в гидроизоляции приближает теплопровод к открытой системе. С другой стороны, периодическое изменение температуры наружной поверхности трубопровода приводит к завышенным значениям скорости коррозии по сравнению со значениями, соответствующими открытой системе. Рассмотрим это явление несколько подробнее.

В условиях эксплуатации тепловой режим сети периодически (один—два раза в сутки) изменяется в соответствии с изменением температуры наружного воздуха. Скорость изменения температуры составляет около 30°C в час. Увеличение температуры теплоносителя и температурного градиента в теплоизоляции соответствует увеличению потока жидкости в направлении к периферийным слоям теплоизоляции, обусловленного капиллярными силами. Однако этот поток в значительной степени обеднен кислородом, так как количество кислорода, в соответствии с кривой растворимости, максимально в периферийных слоях теплоизоляции, т. е. там, где температура минимальна. Поток жидкости в обратном направлении, соответствующий уменьшению температурного градиента, и периодические изменения температуры приводят к возникновению своеобразного кислородного «насоса», усиливающего коррозионный процесс. Интенсивность действия такого «насоса» зависит от количества замкнутых пар в теплоизоляции, влажности окружающей среды, температуры теплоносителя и характера повреждений в гидроизоляции. Оценки показывают, что максимум интенсивности приходится на интервал температур 70—80°C.

Из формулы (13) можно также определить характер зависимости скорости коррозионного процесса от давления водяного пара при различных температурах. Как следует из (13), эта зависимость определя-

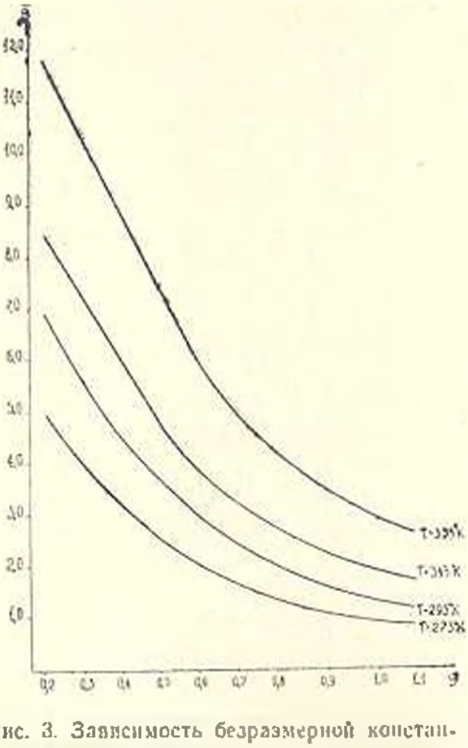

Рис. 3. Зависимость безразмерной константы скорости диффузии от давления водяного пара при различных температурах

ется множителем $e^{-A_0K^2}$. Семейство кривых, описывающих зависимость безразмерной константы скорости диффузии от давления водяного пара для пенобетона, представлено на рис. 3. Эти кривые определяются такими параметрами материала теплоизоляции как структурная сорбционная активность a_0 и безразмерный коэффициент K.

Выводы

1. Наружная поверхность теплопровода в контакте с увлажненной теплоизоляцией находится в условиях, благоприятствующих большим скоростям электродных процессов и малым скоростям процессов переноса (высокие температуры, низкие скорости жидкости и газа, малые конвективные потоки), и корродирует по законам диффузионной кинетики.

2. Скорость коррозии стали в контакте с капиллярно-пористым телом в стационарном режиме почти не зависит от температуры в интервале значений от 20 до 70°C. При температуре свыше 70°C скорость коррозии резко падает.

3. Наличие температурного градиента и периодических изменений температуры приводит к увеличению интенсивности коррозионного процесса. Максимальная интенсивность приходится на температурные колебания около температуры 70°C.

Академия коммунального
хозяйства им. К. Д. Памфилова

Поступило 1.III.1974.

Վ. Ս. ՊՈՂՈՍՅԱՆ, Մ. Ա. ՍՈՒՐԻՍ, Է. Թ. ՖԱՀԱԼՉՏՅԱՆ

ԽՈՆԱՎ ՋԵՐՄԱՄԵԿՈՒՍԻՉԻ ՀԵՏ ԿՈՆՏԱԿՏՈՒՄ ՊՈՂՊԱՏԻ ԿՈՌՈԶԻԱՅԻ ԱՐԱԳՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ ՓՈԽԱԴՐՄԱՆ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԼՈՒԾՈՒԹՅՈՒՆ

Ամփոփում

Հոդվածում տեսականորեն վերլուծության է ենթարկվում հիմնական ֆիզիկական պարամետրների՝ խոնավության, ջրի գոլորշու ճնշման,— ազդեցությունը ջերմատար խողովակագծերի կոռոզիայի արագության վրա։

Որոշված է կոռոզիոն պրոցեսի վրա ջերմամեկուսիչ նյութի ֆիզիկա-քիմիական հատկությունների (ծակոտկենության, սորբցիոն ակտիվության, ջերմաստիճանային գործակիցներ) ազդեցության բնույթը։

ЛИТЕРАТУРА

1. *Цимерманис Л. Б.* Статистическая теория влажностного состояния капиллярно-пористых материалов и ее применение к исследованию вспученного вермикулита и изделий. В кн. «Вермикулит», Стройиздат, 1965.
2. *Цимерманис Л. Б.* Гигротермическое влажностное состояние строительных материалов (диссертация), 1967.
3. *Цимерманис Л. Б.* Элементы теории поля сорбционных сил и их применение к исследованию процесса твердения вяжущих в закрытой системе. В кн. «Гидратация и твердение цементов». Южно-Уральское книжное издательство, Челябинск, 1969.
4. *Никитина Л. М.* Таблицы равновесного удельного влагосодержания и энергии связи влаги с материалами. Госэнергоиздат, 1963.
5. *Prager S.* Diffusion and Viscous Flow in Consentrated Suspension. Physica, 29, p. 129. (1963).

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
Տեխնիկական գիտութ. սերիա XXVII, № 3, 1974 Серия технических наук

ТЕПЛОТЕХНИКА

А. В. ТАТЕВОСЯН, С. С. ХАЧАТРЯН, Ю. П. КУЛЕШОВА

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ПАРОЖИДКОСТНОГО РАВНОВЕСИЯ

Одной из важнейших задач, которую приходится решать при расчете процессов ректификации, является исследование и математическое описание условий равновесия в парожидкостных смесях. Это требует определения зависимостей коэффициентов активности и летучести всех компонентов смеси от состава, температуры и давления.

Для получения этих зависимостей применяются эмпирические и полуэмпирические выражения, удовлетворяющие уравнению Гиббса-Дюгема, базирующиеся на понятии избыточной свободной энергии Гиббса [1].

$$\ln\gamma_i = \frac{1}{RT}\cdot\frac{\partial(\Delta g^E)}{\partial x_i}, \tag{1}$$

где γ — коэффициент активности;

R — универсальная газовая постоянная, *кал/моль.град;*

T — температура, °К;

Δg^E — избыточная свободная энергия;

x — мольная доля компонента в жидкой фазе, *моль/моль.*

Как видно из уравнения (1), при известной зависимости свободной энергии от индивидуальных свойств компонентов смеси и их взаимодействия, можно легко найти и зависимость коэффициента активности от состава. Параметры уравнений, описывающих парожидкостное равновесие, определяются по экспериментальным данным о равновесии в исследуемой системе.

При экспериментальном исследовании равновесия между жидкостью и паром неизбежны погрешности, обусловленные несовершенством приборов и методов исследования, а также субъективными факторами. В связи с этим возникает необходимость проверки экспериментальных данных на термодинамическую совместимость и частичного исправления в случаях их некорректности [2].

Равновесные данные являются термодинамически совместимыми, если они удовлетворяют основным термодинамическим соотношениям и, в частности, уравнению

$$x_1 d\ln\gamma_1 + x_2 d\ln\gamma_2 + \frac{\Delta H_{cM}}{RT^2}dT - \frac{\Delta V_{cM}}{RT}dP = 0 \tag{2}$$

либо

$$C=\int\limits_{x_{1н}}^{x_{1i}} x_1 d\ln\gamma_1 + \int\limits_{x_{1k}}^{x_{1i}} x_2 d\ln\gamma_2 + \int\limits_{T_н}^{T_i}\left(\frac{\Delta H_{см}}{RT^2}\right)dT=\text{const}, \qquad (3)$$

где

ΔH — мольная теплота смешения, *кал/моль*;

ΔV — изменение мольного объема при смешении компонентов, *см³/моль*.

Отклонение величины C в какой-то экспериментальной точке от постоянного значения $C=\text{const}$ является свидетельством некорректности равновесных данных.

Несмотря на то, что выражение (3) однозначно определяет некорректность равновесных данных, оно не учитывает ограниченную точность опытных измерений [3].

Интегрируя по методу трапеций уравнение (2) при $\Delta H_{см}\to 0$ и $\Delta V_{см}\to 0$, можно получить количественную оценку максимально возможной погрешности

$$\varepsilon_{i-1,i}=(x_i+x_{i-1})\ln\frac{\gamma_{1i}}{\gamma_{1,i-1}}+(2-x_i-x_{i-1})\ln\frac{\gamma_{2i}}{\gamma_{1,i-1}}. \qquad (4)$$

Данное выражение показывает некорректность экспериментальных данных в равновесных точках x_{i-1}, x_i. Оценивая возможную погрешность выражения (4) при заданной точности измерения всех входящих в него величин, можно получить следующее соотношение:

$$\begin{aligned}|D_{max\,i-1,i}|=&\Bigg\{(x_i+x_{i-1})\left(\frac{1}{x_{i-1}}+\frac{1}{x_i}+\frac{1}{y_{i-1}}+\frac{1}{y_i}\right)+\\&+(2-x_i-x_{i-1})\left(\frac{1}{1-x_{i-1}}+\frac{1}{1-x_i}+\frac{1}{1-y_{i-1}}+\frac{1}{1-y_i}\right)+\\&+2\left|ln\frac{\gamma_{1i}}{\gamma_{1,i-1}}\right|+2\left|ln\frac{\gamma_{2i}}{\gamma_{2,i-1}}\right|\Bigg\}\delta_x+2\Bigg\{(x_i+x_{i-1})\left|\frac{ln\,P^0_{1i}-P^0_{1,i-1}}{T_i-T_{i-1}}\right|+\\&+(2-x_i-x_{i-1})\left|\frac{ln\,P^0_{2i}-lnP^0_{2i-1}}{T_i-T_{i-1}}\right|\Bigg\}\delta_T+2\left(\frac{1}{P_i}-\frac{1}{P_{i-1}}\right)\delta_P\end{aligned} \qquad (5)$$

(где y — мольная доля компонента в паровой фазе, *моль/моль*; P^0 — давление насыщенных паров, *атм*; δ_x, δ_T, δ_P — экспериментальная точность определения состава, температуры и давления фазы), — определяющее максимально допустимое отклонение значения для всех прилегающих пар экспериментальных точек. Тогда условием термодинамической совместимости будет выполнение неравенства

$$|\varepsilon_{i-1,i}|\leqslant|D_{max_{i-1,i}}|. \qquad (6)$$

В данной статье приводятся результаты анализа и проверки парожидкостного равновесия бинарных смесей на примере системы ацетальдегид-винилацетат [4].

Экспериментальные данные были коррелированы с помощью уравнений Ван-Лаара, Маргулеса, Редлиха-Кистера [5]. Результаты расчетов, проведенных на ЭВМ, представлены на рис. 1.

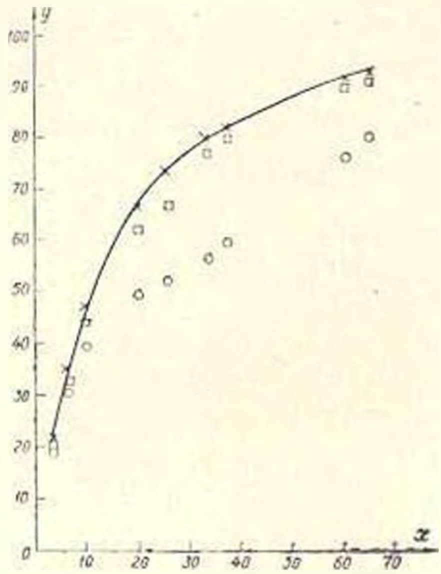

Рис. 1. Экспериментальные и расчетные данные системы ацетальдегид-винилацетат: ×, ○, □ —расчетные данные по моделям Редлиха-Кистера, Маргулеса, Ван-Лаара

Отклонения расчетных и экспериментальных данных по составу паровой фазы рассчитывались по уравнению

$$\Delta y = \frac{\sum_{i}^{n} \sum_{i}^{k} |y_{i\,эксп} - y_{i\,расч}|}{nk}, \tag{7}$$

Таблица 4

$\int_{x_{1n}}^{x_{1i}} x_1 d\ln\gamma_1$	$\int_{x_{1k}}^{x_{1i}} x_2 d\ln\gamma_2$	C	$x_{i-1,i}$	$\lvert D_{max_{i-1,i}} \rvert$
0,00000	−0,03525	−0,03525	—	—
−0,00639	−0,06812	−0,07451	−0,07852	0,01943
−0,01094	−0,06115	−0,07212	0,00483	0,02033
−0,01161	−0,08551	−0,09713	−0,05006	0,02389
−0,01072	−0,04318	−0,05391	0,08644	0,02718
−0,04118	−0,00268	−0,04387	0,02007	0,03005
−0,04859	−0,01818	−0,06677	−0,04580	0,03181
−0,07586	−0,00260	−0,07847	−0,02339	0,03990
−0,07409	0,00000	−0,07409	0,00875	0,04437

где n — число экспериментальных точек; κ — число компонентов. Наименьшее отклонение получено при использовании уравнения Редлиха-Кистера (0,69%), а наибольшее — Маргулеса (14,3%).

Как показывают результаты проверки на термодинамическую совместимость (табл. 1), данная система удовлетворяет соотношению (6).

Поступило 8.I.1974.

Ա. Վ. ԹԱԴԵՎՈՍՅԱՆ, Ս. Ս. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ, ՅՈՒ. Պ. ԿՈՒԼԵՇՈՎԱ

ԳՈԼՈՐՇԻ-ՀԵՂՈՒԿԱՅԻՆ ՀԱՎԱՍԱՐԱԿՇՌՈՒԹՅԱՆ ՊՐՈՑԵՍԻ ՄՈԴԵԼԱՑՈՒՄ

Ամփոփում

Ացետալդեհիդ-վինիլացետատի բինար խառնուրդի օրինակի վրա մեքենայական հաշվարկով ցույց է տրված գոլորշիա-հեղուկային հավասարակշռության տարբեր մոդելների օգտագործումը: Ստացված է միջին շեղումը էքսպերիմենտից: Կատարված է նաև փորձնական տվյալների թերմոդինամիկական համատեղության ստուգում: Հաշվարկումները ցույց են տվել, որ ացետալդեհիդ-վինիլացետատ սիստեմի տվյալները կոռեկտ են:

ЛИТЕРАТУРА

1. *Коган В. Б.* Гетерогенные равновесия. «Химия», 1968.
2. *Herington E. F.* J. appl. Chem. 1968, vol. 18, October.
3. *Бояринов А. И.* Докторская диссертация, МХТИ, М., 1972.
4. *Коган В. Б., Фридман В. М., Кафаров В. В.* Равновесие между жидкостью и паром. Справочник. «Наука», 1966.
5. *Хала Э., Пик И., Фрид В., Вилим О.* Равновесие между жидкостью и паром. Изд. ИЛ, 1962.

УДК 62—231

Задача о прямолинейных квадратических точках в пространственном движении. Саркисян Ю. Л. «Известия АН АрмССР (серия Т. Н.)», т. XXVII, № 3, 1974, 3—7.

В статье рассматривается задача об определении особых точек твердого тела, которые в пространственном движении, заданном неограниченным числом конечно удаленных положений, реализуют взвешенное квадратическое приближение к прямой. Эти точки, названные прямолинейными квадратическими, применяются при синтезе пространственных стержневых механизмов, содержащих призматические пары.

Илл. 1. Библ. 4 назв.

УДК 621.923 : 620.191.355+519.272

Корреляционная функция шероховатости как характеристика свойств обработанной поверхности. Шмутер С. Л., Кочарян Р. А., Айрикян Р. Л. «Известия АН АрмССР (серия Т. Н.)», т. XXVII, № 3, 1974, 8—18.

Применительно к обработанной абразивном поверхности, шероховатость которой представляет собой стационарный нормальный случайный процесс, рассматривается корреляционная функция как характеристика эксплуатационных свойств поверхности, в частности, истинной площади поверхности и контактной жесткости стыка. Описывается разработанный на основе выпускаемых промышленностью приборов коррелятор для быстрой оценки корреляционной функции при исследованиях свойств поверхности и методов создания необходимых параметров шероховатости.

Илл. 6. Библ. 8 назв.

УДК 621.643.2.0012 : 661.716

Расчет трубопроводов для перемещения аэросмесей. Гаспарян А. М., Алмасян Я. А., Акопян Р. Е. «Известия АН АрмСР (серия Т. Н.)», т. XXVII, № 3, 1974, 51—56.

Разработана методика расчета трубопровода любой конфигурации с вертикальными участками, углами и поворотами, предназначенного для пневмотранспорта аэросмесей в плотном слое.

Илл. 3. Табл. 1. Библ. 3 назв.

УДК 661.21+661.937 : 536.7

Термодинамические свойства диссоциированных серы и кислорода. Аслаaнян Л. С., Сурис А. Л., Шорин С. Н. «Известия АН АрмССР (серия Т. Н.)», т. XXVII, № 3, 1974, 57—64.

Приводятся результаты термодинамического расчета равновесного состава и некоторых свойств диссоциированных S_2 и O_2 в диапазоне температур 1000 : 6000 К и давлений 0,1 : 100*ати*.

Илл. 2. Табл. 2. Библ. 10 назв.

УДК 661.715.342 : 536.7

Моделирование процесса парожидкостного равновесия. Татевосян А. В., Хачатрян С. С., Кулешова Ю. П. «Известия АН АрмССР (серия Т. Н.)», т. XXVII, № 3, 1974, 72—75.

На примере бинарной смеси ацетальдегид-винилацетат машинным расчетом показано использование различных моделей парожидкостного равновесия. Выявлено среднее отклонение от эксперимента. Сделана также проверка экспериментальных данных на термодинамическую совместимость. Расчеты показали, что равновесные данные системы ацетальдегид-винилацетат корректны.

Илл. 1. Табл. 1. Библ. 5 назв.

УДК 621.311 : 62—50

Об одном алгоритме расчета установившихся режимов больших электрических систем. Хачатрян В. С. «Известия АН АрмССР (серия Т. Н.)», т. XXVII, № 3, 1974, 19—26.

Предлагается новый метод расчета установившихся режимов больших электрических систем, основанный на идее их представления как совокупности радиально связанных подсистем. Метод основывается на Z-форме задания состояния сети. Для решения полученных нелинейных алгебраических уравнений применяется метод Ньютона-Рафсона.

На основании разработанного метода составлен вычислительный алгоритм, согласно которому решение поставленной задачи для большой системы рассматривается как совокупность решений отдельных подсистем.

Практическое применение предложенного метода обеспечивает высокую эффективность и перспективность для расчета установившихся режимов больших электрических систем.

Табл. 1. Библ. 4 назв.

УДК 621.391.82 : 534.121.2+612.895.24

Обнаружение полезного сигнала-отклика нелинейной системой на фоне помех. Мадоев А. О., Карапетян Г. С., Минасян А. О. «Известия АН АрмССР (серия Т. Н.)», т. XXVII, № 2, 1974, 33—41.

Используя параметрические и непараметрические модели, показана возможность выделения полезного сигнала-отклика по критерию максимального отношения сигнал/помеха, на фоне нормальных помех, в общем нестационарном процессе.

Введение обратных связей, по аналогии с нейрофизиологической частью слухового аппарата, дает возможность построить адаптивную систему—приемник, сходный по свойствам с базилярной мембраной слухового анализатора. Метод применен для определения сигналов представительства внутренних органов в головном мозге человека и для их анализа с целью диагностики.

Илл. 8. Библ. 6 назв.

УДК 621.643.2 : 532.542

Нестационарное движение воды в напорных трубопроводах с воздушными полостями. Багдасарян А. Б. «Известия АН АрмССР (серия Т. Н.)», т. XXVII, № 3, 1974, 42—50.

При заполнении водой трубопроводов насосных станций и дюкеров известны многочисленные случаи аварий, причиной которых являлись воздушные полости, образующиеся в движущемся потоке воды.

Для определения величины повышения давления при появлении гидравлического удара, связанного с выбросом воды из трубопровода, решена задача нестационарного движения воды в трубопроводах с воздушными полостями. Приведены уравнения, описывающие явление при различных случаях укладки трубопровода, как при нормальной работе вантуза, так и при его отсутствии. Получены некоторые приближенные и асимптотические решения. Дан пример численного решения задачи.

Илл. 2. Библ. 2 назв.

УДК 669.14 : 260.193

Теоретический анализ влияния процессов переноса на скорость коррозии стали в контакте с влажной теплоизоляцией. Погосян В. С., Сурис М. А., Финкельштейн Э. Б. «Известия АН АрмССР (серия Т. Н.)», т. XXVII, № 3, 1974, 65—71.

Теоретически анализируется влияние основных физических параметров: температуры, влажности, давления водяного пара,—на скорость коррозии теплопроводов. Определяется характер влияния на коррозионный процесс физико-химических свойств материала теплоизоляции (пористости, сорбционной активности и температурных коэффициентов).

Илл. 3. Библ. 5 назв.

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

СОДЕРЖАНИЕ

Технический редактор Л. А. АЗИЗБЕКЯН

ВФ 10535 Подписано к печати 4/XII 1974 г. Тираж 545. Изд. 4170. Заказ 386
Формат бумаги 70×108 1/16. Печ. л. 5. Бум. л. 2,5.
Усл. печ. л. 7,0. Уч. изд. листов 5,12.

Типография Издательства АН Армянской ССР, г. Эчмиадзин