

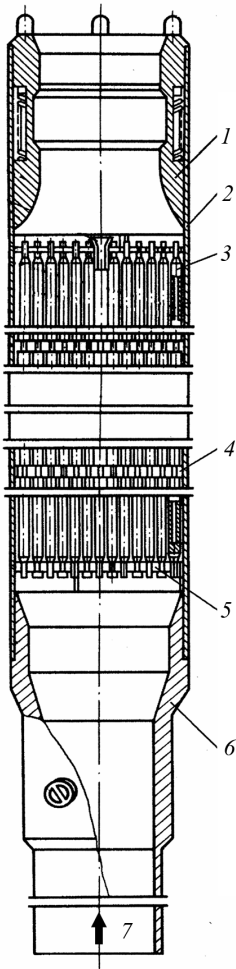
В. И. Солонин, Ф. Д. Сорокин,  
В. В. Перевезенцев

## ДЕМПФИРОВАНИЕ КОЛЕБАНИЙ ПУЧКА ТВЭЛОВ ЧЕХЛОВЫХ ТЕПЛО ВЫДЕЛЯЮЩИХ СБОРОК ВОДООХЛАЖДАЕМЫХ РЕАКТОРОВ

*Разработана модель демпфирования колебаний пучка твэлов в макронеподвижной жидкости в чехловых тепловыделяющих сборках водоохлаждаемых реакторов. Модель основана на затратах энергии перераспределения жидкости по периметру зазора между внутренней поверхностью чехла и периферийным рядом твэлов при вибрационных перемещениях пучка в зазоре. Получены расчетные значения коэффициентов демпфирования в зависимости от ширины зазора, которые хорошо согласуются с их экспериментальными значениями.*

Снижение интенсивности гидродинамически возбуждаемых вибраций тепловыделяющих элементов (твэлов) в тепловыделяющих сборках (ТВС) водоохлаждаемых реакторов возможно либо путем уменьшения гидродинамических нагрузок, действующих на пучок твэлов при течении теплоносителя, либо за счет повышения демпфирующих свойств гидроупругой системы “пучок твэлов – поток теплоносителя”.

Тепловыделяющая сборка ВВЭР-440 представляет собой сложную механическую систему (рис. 1), состоящую из пучка цилиндрических заполненных таблетками ядерного топлива и расположенных по треугольной сетке оболочек жестко закрепленных одним концом в нижней опорной решетке и взаимодействующих другим концом с шестигранным чехлом через упругую опору – верхнюю дистанционирующую решетку. Все твэлы, помимо нижней и верхней опор, связаны в пучок десятью промежуточными не взаимодействующими с чехлом ячеистыми дистанционирующими решетками. Турбулентное течение водного теплоносителя в ТВС возбуждает вибрации пучка твэлов. Исследования гидродинамически возбуждаемых вибраций пучка твэлов ТВС ВВЭР-440 [1] показывают, что наибольшие амплитуды виброперемещений соответствуют колебаниям пучка как целого. При этом роль вибраций индивидуальных твэлов, имеющих достаточно высокие значения собственных частот (более 100 Гц), между смежными дистанционирующими решетками относительно мала. Поэтому особый интерес представляет низкочастотная часть спектра колебаний, когда все твэлы пучка совершают синфазные колебания. В этом случае можно рассматривать колебания пучка в целом с присущими ему динамическими характеристиками: собственной частотой, присоединенной массой жидкости и диссипативными свойствами гидроупругой



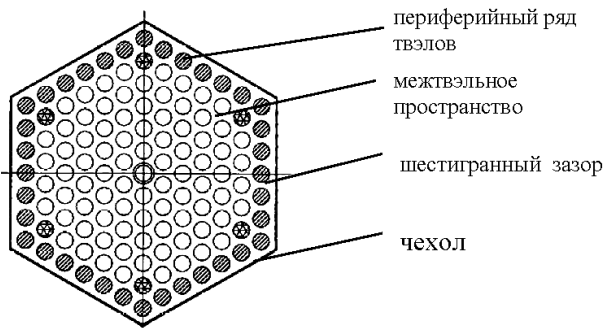
**Рис. 1. Конструктивная схема ТВС (рабочей кассеты) ВВЭР-440:**

1 — головка; 2 — чехол; 3 — твэлы; 4 — дистанционирующая решетка; 5 — опорная решетка; 6 — хвостовик; 7 — движение теплоносителя

системы. Определяющая роль колебаний пучка в целом объясняется особенностями гидродинамики турбулентного потока в пучке твэлов.

Область течения теплоносителя в ТВС условно можно разделить на две зоны: межтвэльное пространство и шестигранный зазор между внешней границей пучка и внутренней поверхностью чехла (рис. 2). Решетка регулярно расположенных стержней формирует систему потоков в параллельных сообщающихся каналах (ячейках). В зазоре шестигранной формы на периферии пучка между рядом твэлов и внутренней поверхностью чехла формируется течение теплоносителя. Мелкомасштабное турбулентное течение в регулярных ячейках пучка твэлов вследствие случайного характера распределений по поверхности оболочек идентичных пульсаций давления не приводит к формированию направленной гидродинамической поперечной силы давления, способной вызвать колебания пучка как единого целого. В то же время такие течения могут явиться источником вынужденных колебаний индивидуальных твэлов, роль которых невелика из-за достаточно высоких собственных частот отдельных твэлов. Течение в шестигранном зазоре между пучком и чехлом может создавать поперечную случайную нагрузку в большей степени. В шестигранном зазоре поперечные размеры пропорциональны ширине зазора, а продольные — могут быть соизмеримы с длиной пучка. При этом возмущения в зазоре могут воздействовать на поверхность периферийного ряда твэлов пучка с формированием в каждом сечении вектора нестационарной гидродинамической силы, приложенной к пучку в целом.

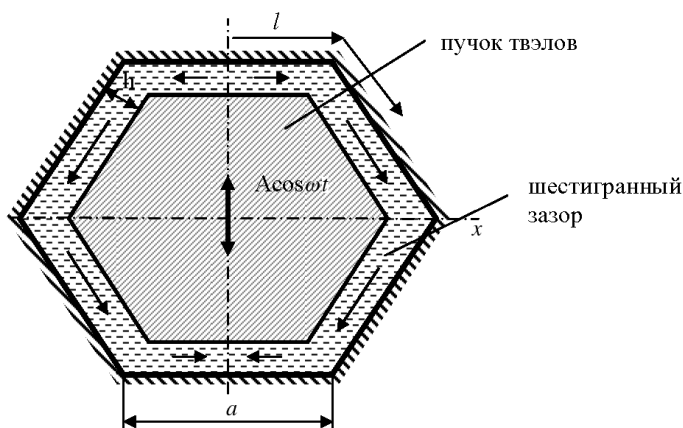
Заполненный жидкостью достаточно узкий шестигранный зазор (минимальное расстояние от поверхности чехла до периферийного ряда твэлов составляет 2,4 мм) в значительной степени определяет характеристики изгибных колебаний, объединенных дистанционирующими решетками в единый пучок твэлов. В частности, с уменьшением ширины зазора возрастает присоединенная масса жидкости, а следовательно, уменьшается собственная частота изгибных колебаний пучка. От ширины зазора зависят и демпфирующие



**Рис. 2.** Области течения теплоносителя в межтвэльном пространстве и шестигранном зазоре между внутренней поверхностью чехла и периферийным рядом твэлов

свойства изгибных колебаний пучка. Это связано с рассеянием энергии перераспределения жидкости по периметру зазора при вибрационных перемещениях пучка в зазоре.

На основе изложенных представлений об определяющей роли турбулентного течения в шестигранном зазоре разработаны механизм и модель демпфирования изгибных колебаний пучка в макронеподвижной жидкости. Рассеяние энергии колебаний пучка твэлов в макронеподвижной жидкости обусловлено ее перераспределением вдоль периметра узкого шестигранного зазора между внутренней поверхностью чехла и периферийным рядом твэлов. Виброперемещения пучка твэлов как единого целого приводят к возникновению периодических перемещений жидкости в шестигранном зазоре (рис. 3). При колебаниях пучка в направлении оси  $y$  в шестигранном зазоре возникает движение жидкости с симметричным распределением скорости относительно оси  $y$ . Длина полупериметра шестигранного зазора, вдоль которого перетекает жидкость, существенно больше его ширины  $h$  и



**Рис. 3.** Виброперемещения пучка твэлов в заполненном жидкостью шестигранном зазоре

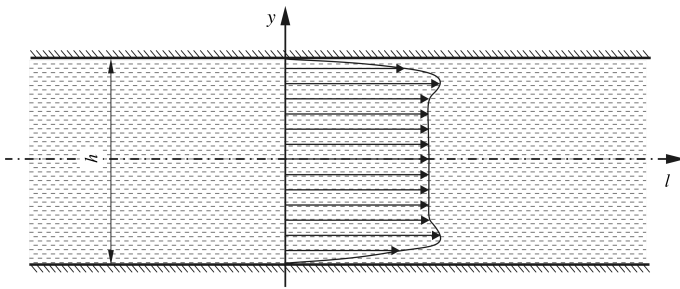


Рис. 4. Распределение продольной скорости теплоносителя по ширине шести-гранного зазора

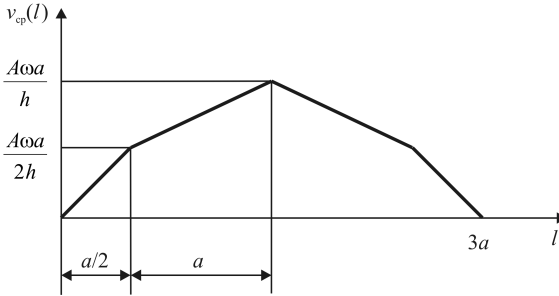


Рис. 5. Распределение амплитуды средней скорости потока по периметру шести-гранного зазора

поэтому градиент скорости по ширине зазора оказывается бóльшим по сравнению с продольным. В связи с этим можно пренебречь производной скорости по продольной координате (вдоль зазора) и рассматривать течение в шестигранном зазоре как одномерное (рис. 4). Распределение амплитуды средней скорости по периметру зазора определяется из условия неразрывности (рис. 5).

Уравнение движения жидкости, записанное в форме Лагранжа [2] для перемещений жидкости  $\mathbf{u}$ , и уравнение неразрывности полностью определяют течение в шестигранном зазоре:

$$\begin{aligned} \rho \frac{d^2 \mathbf{u}}{d\tau^2} &= -\nabla p + \mu \nabla^2 \frac{d\mathbf{u}}{d\tau}; \\ \nabla \cdot \mathbf{u} &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\mathbf{u}$  — вектор перемещений жидкости относительно неподвижной системы координат.

Комплексное представление перемещений и давления позволяет исключить время

$$\begin{aligned} u_l &= (u_0(y) + iu_1(y)) e^{i\omega\tau}; \\ u_y &= 0; \\ p &= (p_0(l) + ip_1(l)) e^{i\omega\tau}, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $\omega$  — круговая частота гармонических колебаний.

Давление по ширине зазора постоянно, а по длине изменяется линейно. Подстановка выражений (2) в систему (1) приводит к следующему уравнению:

$$-\rho\omega^2(u_0 + iu_1) = -\left(\frac{dp_0}{dl} + i\frac{dp_1}{dl}\right) - i\omega\mu\left(\frac{d^2u_0}{dy^2} + i\frac{d^2u_1}{dy^2}\right). \quad (3)$$

Выделяя действительную и мнимую части в уравнении (3), получаем следующую систему:

$$\begin{cases} \frac{d^2u_1}{dy^2} + \frac{\rho\omega}{\mu}u_0 = \frac{1}{\mu\omega}\frac{dp_0}{dl}; \\ \frac{d^2u_0}{dy^2} - \frac{\rho\omega}{\mu}u_1 = -\frac{1}{\mu\omega}\frac{dp_1}{dl}. \end{cases} \quad (4)$$

Правые части уравнений системы (4) являются постоянными вследствие линейного характера распределения давления и поэтому градиенты составляющих давления являются постоянными. Для системы (4) можно получить аналитическое решение. Исключение параметра  $u_1$  из системы уравнений (4) приводит к известному [2, 3] обыкновенному дифференциальному уравнению 4-го порядка

$$\frac{d^4u_0}{dy^4} + \left(\frac{\rho\omega}{\mu}\right)^2 u_0 = \frac{\rho}{\mu^2}\frac{dp_0}{dl},$$

общее решение которого имеет следующий вид:

$$u_0(y) = C_1K_1(\beta y) + C_2K_2(\beta y) + C_3K_3(\beta y) + C_4K_4(\beta y) + \frac{1}{\rho\omega^2}\frac{dp_0}{dl}, \quad (5)$$

где  $K_i(\beta y)$  – функции Крылова;  $\beta = \sqrt{\frac{\rho\omega}{2\mu}}$ .

Мнимая составляющая скорости  $u_1(y)$  определяется из второго уравнения системы (4) как

$$u_1 = \frac{1}{\rho\omega^2}\frac{dp_1}{dl} + \frac{\mu}{\rho\omega}\frac{d^2u_0}{dy^2}$$

или

$$u_1(y) = \frac{1}{\rho\omega^2}\frac{dp_1}{dl} + \frac{\mu\beta^2}{\rho\omega}(-4C_1K_3(\beta y) - 4C_2K_4(\beta y) + C_3K_1(\beta y) + C_4K_2(\beta y)). \quad (6)$$

Решения уравнений (5) и (6) для действительной и мнимой составляющих скоростей содержат шесть неизвестных – четыре постоянных интегрирования ( $C_1, C_2, C_3, C_4$ ) и два градиента составляющих давления  $\left(\frac{dp_0}{dl}, \frac{dp_1}{dl}\right)$ . Указанные величины определяются из условий

обращения в нуль скоростей на границах канала (на внутренней поверхности чехла и периферийной поверхности пучка) и известного среднего расхода в канале:

$$u_0 \left( \frac{h}{2} \right) = u_0 \left( -\frac{h}{2} \right) = u_1 \left( \frac{h}{2} \right) = u_1 \left( -\frac{h}{2} \right) = 0;$$

$$\omega \int_{-h/2}^{h/2} u_0(y) dy = v_{cp} h; \quad \int_{-h/2}^{h/2} u_1(y) dy = 0. \quad (7)$$

Последнее соотношение в системе (7) означает, что мнимая составляющая расхода равна нулю, при этом расход совпадает по фазе с внешним кинематическим возбуждением. Условия (7) позволяют определить не только профиль скорости в канале, но и зависимость градиентов давления  $\left( \frac{dp_0}{dl}, \frac{dp_1}{dl} \right)$  от средней скорости:

$$\frac{dp_0}{dx} = \lambda_0 v_{cp}; \quad \frac{dp_1}{dx} = \lambda_1 v_{cp},$$

где  $\lambda_0, \lambda_1$  — константы, зависящие от  $\rho, \mu, \omega, h$ . Указанные константы определяют при решении системы (7) вместе с другими неизвестными.

По найденным градиентам действительной и мнимой составляющих давления интегрированием по периметру  $l$  шестигранного зазора находят сами составляющие:

$$p_0(l) = C_5 + \lambda_0 \int_0^l v_{cp}(l) dl; \quad p_1(l) = C_6 + \lambda_1 \int_0^l v_{cp}(l) dl. \quad (8)$$

Константы интегрирования в системе (8) определяют из условия косо́й симметрии распределения давления относительно оси  $l$  (см. рис. 5), т.е. давление должно обращаться в нуль при  $l = 3a/2$ :

$$p_0(l) = \lambda_0 f(l);$$

$$p_1(l) = \lambda_1 f(l);$$

$$f(l) = \int_0^l v_{cp}(l) dl - \int_0^{3a/2} v_{cp}(l) dl. \quad (9)$$

Из системы (9) следует, что действительная и мнимая составляющие давления распределены по контуру шестигранного зазора одинаково, но имеют разную амплитуду.

Равнодействующие действительной и мнимой составляющих давления на единицу длины пучка твэлов (проекции на ось  $y$ ) определя-

ются следующими выражениями:

$$F_0 = -4 \left( \int_0^{a/2} p_0(l) dl + \sin 30^\circ \int_{a/2}^{3a/2} p_0(l) dl \right);$$

$$F_1 = -4 \left( \int_0^{a/2} p_1(l) dl + \sin 30^\circ \int_{a/2}^{3a/2} p_1(l) dl \right).$$

Полученные нагрузки на единицу длины пучка формально можно рассматривать как динамическую и вязкую реакции на движение, т.е.

$$m_0 \frac{d^2 \delta}{d\tau^2} + \varsigma \frac{d\delta}{d\tau} = - (F_0 \cos \omega\tau + F_1 \sin \omega\tau) = - \operatorname{Re} [(F_0 - iF_1) e^{i\omega\tau}], \quad (10)$$

где  $m_0$  – удельная (на единицу длины) присоединенная масса, кг/м;  $\varsigma$  – удельный (на единицу длины) коэффициент диссипации, Н·с/м<sup>2</sup>;  $\operatorname{Re}$  – обозначение действительной части. Общий знак минус в правой части уравнения (10) объясняется тем, что  $F_0$  и  $F_1$  представляют собой не внешние силы, а реакции жидкости, т.е., чтобы возбудить рассматриваемое движение жидкости, нужно приложить внешние силы обратного направления.

В связи с линейностью задачи гармонические колебания могут быть представлены в комплексном виде как

$$\delta(\tau) = \operatorname{Re} [Ae^{i\omega\tau}]. \quad (11)$$

Из уравнений (10) и (11) следует

$$m_0 = \frac{F_0}{A\omega^2};$$

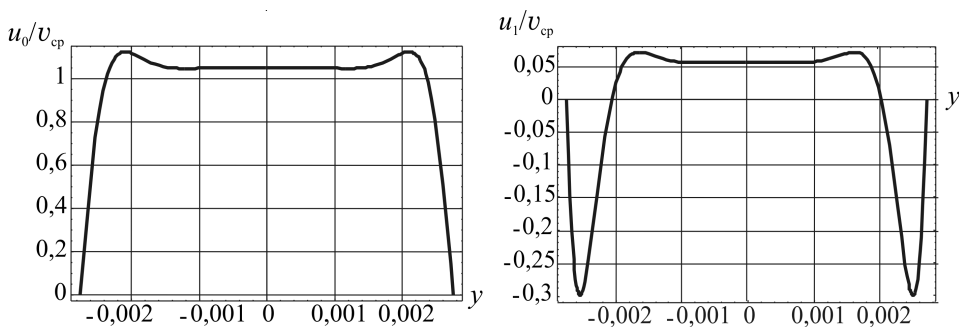
$$\varsigma = \frac{F_1}{A\omega}.$$

В результате расчета получены распределения по ширине зазора действительной и мнимой составляющих скорости по отношению к среднерасходной скорости в зазоре (рис. 6).

Отношение присоединенной массы к массе, вытесненной шестигранником жидкости, дает коэффициент присоединенной массы

$$\alpha = \frac{m_0}{\rho \left( \frac{3\sqrt{3}}{2} a^2 \right)}.$$

При численных решениях задач гидродинамики с малой вязкостью возникают проблемы при определении разности близких по значению больших чисел, которые тем более существенны, чем меньше вязкость  $\mu$  или выше частота  $\omega$ . Для преодоления указанных трудностей



**Рис. 6. Распределения относительных действительной и мнимой составляющих скорости ( $v_0(y) = \omega u_0(y)$ ,  $v_1(y) = \omega u_1(y)$ ) по ширине зазора**

применялись арифметические вычисления повышенной точности (60 и более десятичных знаков) [4]. Расчетные значения коэффициентов присоединенной массы и демпфирования приведены в таблице. Как и следовало ожидать, значения этих коэффициентов увеличиваются с уменьшением ширины зазора.

Таблица

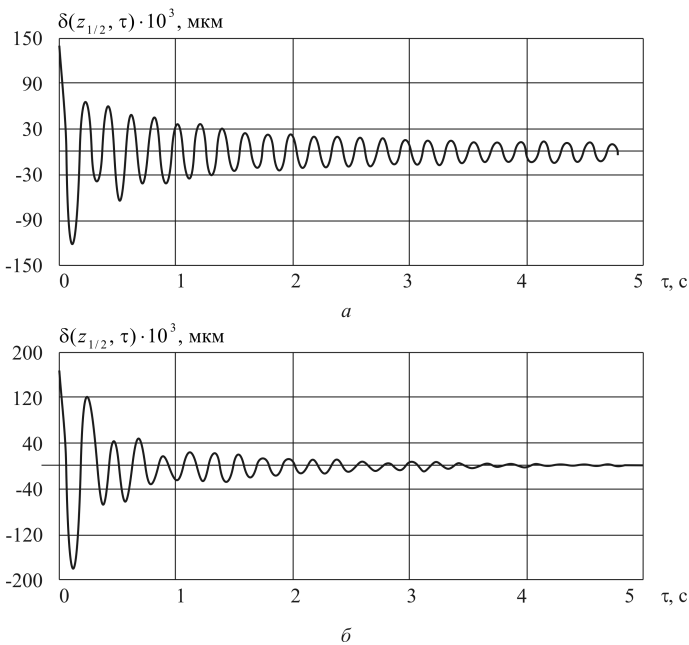
**Значения коэффициентов присоединенной массы и демпфирования при различной ширине зазора между внутренней поверхностью чехла и периферийным рядом твэлов пучка**

h, мм	4	4,5	5	5,5	6
$\alpha$	19,4	17,0	15,1	13,6	12,3
$\zeta$ , Н·с/м <sup>2</sup>	540	411	321	256	209

Следует заметить, что смена направления вибраций изменяет распределение средней скорости (а значит и давления) по периметру шестигранного зазора. В частности, при вибрациях вдоль оси  $x$  на одном из участков скорость  $v_{cp}$  постоянна. Несмотря на это, как показывают расчеты, результаты не зависят от направления внешнего возбуждения, т.е. значения  $\alpha$  и  $\zeta$  при вибрациях вдоль осей  $x$  и  $y$  получаются одинаковыми. Это значит, что все направления, в том числе и наклонные к осям  $x$  и  $y$ , являются равноправными.

Величина зазора  $h$  не является строго определенной, так как пучок твэлов не имеет шестигранной непроницаемой границы. Можно говорить о приведенном зазоре, который дает значение присоединенной массы, соответствующее экспериментальным наблюдениям, т.е. позволяет получить экспериментальное значение собственной частоты колебаний. Для рассматриваемой конструкции приведенный зазор, определенный указанным образом, составляет  $\approx 5,5$  мм. При таком зазоре гидродинамический коэффициент диссипации составляет  $\zeta = 256$  Н·с/м<sup>2</sup>.



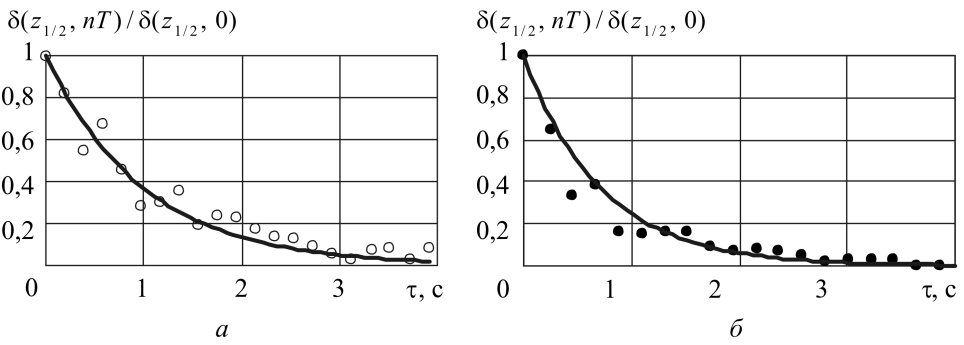


**Рис. 7. Затухающие свободные колебания пучка твэлов, выведенного из состояния равновесия путем начального отклонения:**

*a* — в воздухе; *б* — в макронеподвижной воде

Экспериментальные значения динамических характеристик пучка твэлов определялись на полномасштабном макете ТВС ВВЭР-440, изготовленном из штатных конструкционных материалов по штатной технологии. Для возбуждения свободных колебаний создавался начальный прогиб пучка за счет силы штока электромагнита в области шестой дистанционирующей решетки, т.е. практически в середине пучка. При отключении питания электромагнита прекращалось силовое воздействие штока и пучок совершал свободные колебательные движения, которые фиксировались по сигналам установленных в твэлах тензорезистивных виброакселерометров. Виброакселерометры, включенные в измерительные каналы с интегрирующими усилителями, позволяли измерять непосредственно виброперемещения [5]. Записанные сигналы фильтровались в частотном диапазоне в окрестности собственной частоты колебаний пучка, что обеспечивало высокое качество реализаций виброперемещений и возможность корректной обработки полученных данных. По результатам измерений были получены собственные частоты пучка в воздухе (6,0 Гц) и макронеподвижной воде (3,9 Гц). На рис. 7 приведены характерные записи затухающих виброперемещений выведенного из состояния равновесия пучка твэлов. Полученные экспериментальные данные обобщались на основе экспоненциальных функций убывания амплитуды

$$\delta(z, \tau) = \delta(z, 0) \exp(-\gamma\tau) \sin(2\pi f\tau + \varphi_0),$$



**Рис. 8.** Изменение во времени относительных амплитуд колебаний пучка твэлов, выведенного из состояния равновесия путем начального отклонения: *a* – в воздухе; *б* – в макронеподвижной воде

где  $\delta(z, 0)$  – начальная амплитуда колебаний;  $\gamma$  – коэффициент затухания;  $f$  – собственная частота колебаний пучка;  $\varphi_0$  – начальная фаза колебаний.

На рис. 8 приведены относительные значения амплитуд колебаний пучка  $\delta(z_{1/2}, nT)/\delta(z_{1/2}, 0)$  в воздухе и макронеподвижной воде. На основе выполненных обобщений были определены коэффициенты затухания  $\gamma$  и получены значения логарифмических декрементов  $d = \gamma T = \gamma/f$ .

Значения логарифмических декрементов колебаний в воздухе (конструкционное демпфирование) и макронеподвижной воде составляют 0,17 и 0,36 соответственно. Таким образом, интенсивность рассеяния энергии колебаний в макронеподвижной жидкости более чем в 2 раза выше по сравнению с колебаниями в воздухе, когда проявляются только эффекты конструкционного демпфирования.

Экспериментальное значение коэффициента диссипации за счет конструкционного демпфирования составляет  $131 \text{ Н}\cdot\text{с}/\text{м}^2$ . Очевидно, что суммарный эффект демпфирования складывается из конструкционных потерь энергии и работы, затрачиваемой на перемещение жидкости в шестигранном зазоре, и по экспериментальным данным коэффициент диссипации составляет  $431 \text{ Н}\cdot\text{с}/\text{м}^2$ . Таким образом, по экспериментальным результатам коэффициент диссипации за счет перемещения жидкости в шестигранном зазоре составляет около  $300 \text{ Н}\cdot\text{с}/\text{м}^2$ .

Полученное значение отличается от расчетного не более чем на 17%. Таким образом, предложенная модель процесса демпфирования колебаний пучка твэлов в макронеподвижной воде достаточно хорошо согласуется с экспериментальными результатами. Продольное обтекание пучка твэлов теплоносителем приводит к дополнительному рассеянию энергии колебаний, что требует дальнейшей разработки механизмов демпфирования вибраций пучка твэлов в ТВС ядерных реакторов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Солонин В. И., Перевезенцев В. В. Гидродинамически возбуждаемые вибрации пучка твэлов при различных характеристиках потока теплоносителя на входе в ТВС ВВЭР-440 // Изв. вузов. Машиностроение. – 2006. – № 3. – С. 23–29.
2. Седов Л. И. Механика сплошной среды; В 2-х т. Т. 1. – М.: Наука, 1983. – 528 с.
3. Бидерман В. Л. Механика тонкостенных конструкций. Статика. – М.: Машиностроение, 1977. – 488 с.
4. Воробьев Е. М. Введение в систему “Математика”. – М.: Финансы и статистика, 1998. – 398 с.
5. Опыт разработки и использования пьезорезистивных виброакселерометров для измерения вибрационных характеристик тепловыделяющих сборок водоохлаждаемых ядерных реакторов / С.И. Гетья, В.Г. Крапивцев, В.В. Перевезенцев, В.И. Солонин и др. // Датчики и системы. – 2006. – № 10. – С. 25–29.

Статья поступила в редакцию 26.03.2008

Владимир Иванович Солонин — д-р техн. наук, профессор, заведующий кафедрой “Ядерные реакторы и установки” МГТУ им. Н.Э. Баумана.

V.I. Solonin — D. Sc. (Eng.), professor, head of “Nuclear Reactors and Facilities” department of the Bauman Moscow State Technical University.

Федор Дмитриевич Сорокин — д-р техн. наук, профессор кафедры “Прикладная механика” МГТУ им. Н.Э. Баумана.

F.D. Sorokin — D. Sc. (Eng.), professor of “Applied Mechanics” department of the Bauman Moscow State Technical University.

Владимир Васильевич Перевезенцев — канд. техн. наук, доцент кафедры “Ядерные реакторы и установки” МГТУ им. Н.Э. Баумана.

V.V. Perevezentsev — Ph. D. (Eng.), assoc. professor, head of “Nuclear Reactors and Facilities” department of the Bauman Moscow State Technical University.

---

### **Вниманию авторов журнала “Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана”!**

В связи с изменением условий распространения журнала “Вестник МГТУ имени Н.Э. Баумана” журналы можно приобрести в киоске издательства за наличный расчет. Иногородние авторы могут оформить заявку на приобретение журнала в отделе распространения Издательства (тел. (499) 263-60-45; факс.(495) 261-45-97; E-mail: [press@bmstu.ru](mailto:press@bmstu.ru)).

Ориентировочная стоимость одного экземпляра журнала для авторов статей — 150 руб.

Редакция журнала “Вестник  
МГТУ имени Н.Э. Баумана”