

ристик это позволяет по-новому подойти к реконструкции водоуравнительных трубопроводов, используя более простые и менее дорогостоящие технические решения.

Система длительного расхолаживания, которая органично встраивается в новые внутрикорпусные устройства, повышает безопасность РБМК и заметно увеличивает эксплуатационную надежность. Последнее достигается благодаря возврату продувочной воды через систему длительного расхолаживания и соответственно исключению таких малонадежных узлов, как смесители. Использование этой системы в режиме ремонтного охлаждения реактора снижает трудо- и дозозатраты персонала и дает возможность проводить ремонтные работы на оборудовании опускной части КМПЦ без ограничения по времени.

Система длительного расхолаживания обеспечивает по алгоритму САОР подачу воды от насосов аварийного охлаждения на выход пароводяных коммуникаций. Вода поступает в топливные каналы в режиме опрокинутой циркуляции. Таким образом исключается ситуация, когда какие-либо топливные каналы при аварии с разрывом трубопровода или коллектора в напорной части КМПЦ могут оказаться без охлаждения. Очевидно, что такое дополнение к САОР полезно и для энергоблоков РБМК-1000 следующего поколения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Васильева Р.В., Ещеркин В.М., Летницкий Ю.А. и др. Модернизация внутрикорпусных устройств сепараторов пара как один из способов повышения безопасности РБМК-1000. — Атомная энергия, 1992, т. 73, вып. 1, с. 60—65.
2. Есиков В.И., Смолин В.Н. Экспериментальное исследование верхней системы аварийного охлаждения реактора РБМК. Годовой отчет. М., НИКИЭТ, 1996, с. 127—132.
3. Есиков В.И., Карасев В.Б., Новосельский О.Ю. и др. Исследование гидравлических характеристик водоуравнительных трубопроводов барабанов-сепараторов РБМК-1000. — Атомная энергия, 1994, т. 77, вып. 5, с. 334—340.

Поступила в Редакцию 29.11.96

УДК 571.4

ТУРБУЛЕНТНОЕ ПЕРЕМЕШИВАНИЕ В ВОДОЕМАХ-ОХЛАДИТЕЛЯХ АЭС

Арсеньев С.А., Конюшко В.В., Шелковников Н.К. (МГУ им. М.В. Ломоносова)

Известно, что АЭС строятся либо на берегах крупных озер или рек, либо на берегах океанов и морей, которые необходимы для охлаждения сбрасываемой с АЭС перегретой воды. Эффективность работы АЭС в случае небольших озер или водоемов, особенно в летний период, зависит от охлаждения поступающих в них перегретых вод, которое, как считают специалисты [1—5], определяется в основном процессами теплообмена (в частности, испарением) на поверхности раздела вода—воздух. Наряду с этим механизмом охлаждения следует учитывать и другой, не менее эффективный — вовлечение холодных вод из акваторий, прилегающих к горячей струе с АЭС, с последующим перемешиванием и охлаждением. При этом необходимо различать горизонтальное турбулентное перемешивание, вовлекающее холодные воды в струю горячей воды с боков [5, 6], и вертикальное, действующее на нижней границе струи [7, 8]. В настоящей статье показано, что указанные способы охлаждения действительно работоспособны, представлены формулы, необходимые для соответствующих теоретических оценок и тестирования более точных численных схем, и описаны результаты специальных лабораторных экспериментов по изучению турбулентного перемешивания, проведенных на физическом факультете МГУ.

Будем исходить из уравнения переноса тепла [9]

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} + u \frac{\partial \tau}{\partial x} + v \frac{\partial \tau}{\partial y} + W \frac{\partial \tau}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left[K_z \frac{\partial \tau}{\partial z} - I_0 \exp(-\lambda z) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial \tau}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial \tau}{\partial y} \right), \quad (1)$$

где u, v, W — составляющие скоростей течений по осям x, y, z ; K_x, K_y и K_z — коэффициент турбулентного перемешивания по горизонтали и вертикали; I_0 — поток солнечной радиации, поступающей на поверхность воды; λ — средний по спектру дневного света коэффициент поглощения солнечной радиации. Интегрируя уравнение (1) по вертикали, получим

$$\frac{\partial \tau^0}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \tau^0}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \tau^0}{\partial y} = (Q^0 - Q^h)/h + \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial \tau^0}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial \tau^0}{\partial y} \right), \quad (2)$$

где $\bar{u}, \bar{v}$ — средняя по вертикали скорость течения в струе; Q^0 — поток тепла на поверхности воды, включающий и объемное поглощение солнечной радиации $I_0[1 - \exp(-\lambda H)]$; Q^h — турбулентный поток тепла на нижней границе $z=h$ струи, в пределах которой $z \in [0, h]$ вода считается перемешанной и имеющей одну и ту же температуру τ^0 .

При оценке установившегося распределения температуры в струе первым и третьим членом в уравнении (2) можно пренебречь. Имея в виду также изучение сначала чисто горизонтального турбулентного перемешивания, пренебрежем и потоками тепла Q^0 и Q^h . Тогда получаем

$$\bar{u} \frac{\partial \tau^0}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(K_x \frac{\partial \tau^0}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(K_y \frac{\partial \tau^0}{\partial y} \right). \quad (3)$$

Уравнение (3) решим с граничными условиями

$$\tau = \tau^0 + \text{const при } y = \pm L; \quad (4)$$

$$\tau = \tau^0 + B \cos(\pi y/2L) \text{ при } x = 0; \quad (5)$$

$$\tau = \tau_0^0 = \text{const, } x \rightarrow \infty. \quad (6)$$

Здесь L — полуширина озера охладителя; τ_0^0 — известная температура на его берегах; B — заданная температура на выходе из АЭС при $x=0$ (рис. 1). Решение уравнения (3) найдем в виде

$$\tau - \tau_0^0 = f(x) g(y), \quad (7)$$

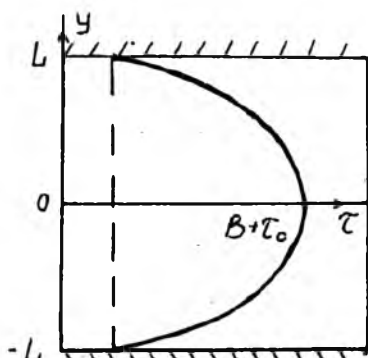
где $f(x), g(y)$ — неизвестные функции координат x, y . Подставляя уравнение (7) в формулу (3) и разделяя переменные, получим

$$K_x \frac{d^2 f}{dx^2} - \bar{u} \frac{df}{dx} + \mu^2 f = 0; \quad (8)$$

$$K_y \frac{d^2 g}{dy^2} + \mu^2 g = 0, \quad (9)$$

где μ — постоянная разделения. Уравнения (8), (9) легко интегрируются. Подставляя результат в уравнение (7), получим

$$\tau - \tau_0^0 = [B_2 \exp(\alpha_1 x) + D_2(\alpha_2 x)];$$



Р и с. 1. Температура τ в устьевом створе сбросного канала $x=0$ в зависимости от поперечной координаты y

$$\left[B_1 \cos\left(\frac{\mu y}{\sqrt{K_y}}\right) + D_1 \sin\left(\frac{\mu y}{\sqrt{K_y}}\right) \right] = 0, \quad (10)$$

причем постоянные $B_{1,2}$, $D_{1,2}$ необходимо найти из условий (4)–(6). В уравнении (10)

$$\alpha_{2,1} = \frac{\bar{u}}{2K_x} \pm \sqrt{\frac{\bar{u}^2}{4K_x^2} + \frac{\mu^2}{K_x}} \quad (11)$$

и $\alpha_1 > 0$. Из условия (6) следует, что решение должно быть ограниченным при $x \rightarrow \infty$. Поэтому в уравнении (10) $B_2 = 0$. Условие (5) дает

$$\tau - \tau_0^0 = B \cos(\pi y/2L) = D_2 B_1 \cos(\mu y/\sqrt{K_y}) + D_1 D_2 \sin(\mu y/\sqrt{K_y}).$$

Отсюда следует, что $D_1 = 0$, $D_2 B_1 = B$ и $\pi y/2L = \mu y/\sqrt{K_y}$. Последнее равенство позволяет найти постоянную разделения

$$\mu = \pi \sqrt{K_y}/(2L). \quad (12)$$

Таким образом, решение уравнения (10) принимает вид

$$\tau = \tau_0^0 + B \exp(\alpha_2 x) \cos(\pi y/2L). \quad (13)$$

Подставляя в уравнение (13) формулу (11) для α_2 и учитывая выражение (12), получим окончательно

$$\tau = \tau_0^0 + B \exp \left\{ - \left[\frac{\sqrt{\bar{u}^2 L^2 + \pi K_x K_y} - \bar{u} L}{2K_x L} \right] x \right\} \cos\left(\frac{\pi y}{2L}\right). \quad (14)$$

В частности, для распределения температуры вдоль оси струи ($y = 0$) имеем $\tau = \tau_0^0 + B \exp(-\nu x)$. Как видим, она убывает по экспоненте с коэффициентом затухания $\nu = (\sqrt{\bar{u}^2 L^2 + \pi K_x K_y} - \bar{u} L)/2K_x L$.

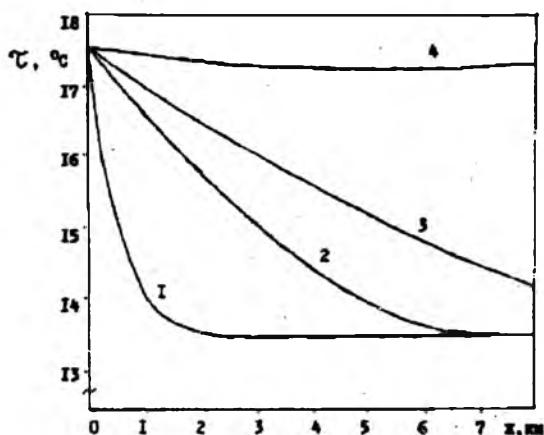


Рис. 2. Температура τ поверхности воды на оси сбросного канала $y = 0$ в зависимости от горизонтальной координаты x в чисто диффузионной модели ($\bar{u} = 0$) при коэффициентах горизонтальной турбулентной теплопроводности $K_x = 10^9$, $K_y = 10^4$ см²/с (1), 10^8 и 10^4 см²/с (2), 10^8 и 10^5 см²/с соответственно (3), $K_x = K_y$ (4)

На рис. 2 показан пример расчета снижения температуры вдоль оси струи $y = 0$ для случая чистой диффузии ($\bar{u} = 0$) при различных коэффициентах перемешивания по горизонтали K_x и K_y . Видно, что чем больше разница между K_x и K_y , тем сильнее охлаждение (в случае изотропии $K_x = K_y$ снижение температуры мало). Таким образом, показано, что эффективность охлаждения действительно определяется характером перемешивания. При вычислениях в соответствии с наблюдениями на Курской АЭС было принято, что $\tau_0^0 = 13,5^\circ\text{C}$, $B = 4^\circ\text{C}$, $L = 2 \cdot 10^5$ см. На рис. 3 показан пример расчета уменьшения температуры на оси струи $y = 0$ в более общем случае неизотропного турбулентного перемешивания $K_x \neq K_y$ и адвекции тепла

течениями $\bar{u} \neq 0$. Наиболее сильное охлаждение при $K_x = 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$, $K_y = 10^9 \text{ см}^2/\text{с}$. При вычислениях предполагали $\bar{u} = 14,72 \text{ см/с}$ в соответствии с теми же наблюдениями.

На рис. 4 показан пример расчета изотерм в канале с помощью формулы (14). Полученная картина в общих чертах согласуется с измерениями на Курской АЭС, хотя для воспроизведения более тонких деталей необходимо решать уравнение (2) численно при реальной геометрии берегов и дна. В этом случае полученное здесь решение (14) можно использовать для тестирования численных схем.

Выясним далее характер перемешивания по вертикали, используя вместо (3) уравнение

$$h \frac{d\tau^0}{dt} = Q^0 - Q^h, \quad (15)$$

которое учитывает вовлечение холодных вод снизу Q^h и теплообмен с атмосферой Q^0 . Кроме того, привлечем проинтегрированное по толщине h уравнение баланса энергии турбулентности [8]

$$\text{Gen} = \text{Dis} + \text{By}, \quad (16)$$

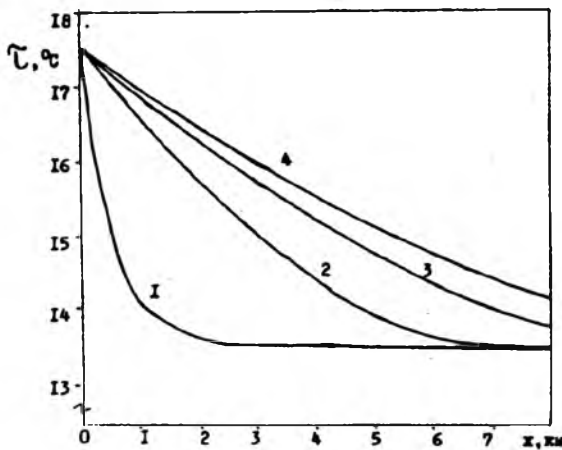
в котором

$$\text{Gen} = C_g u_*^3; \quad C_g = \frac{k \cos \alpha}{\sqrt{\gamma}} \quad (17)$$

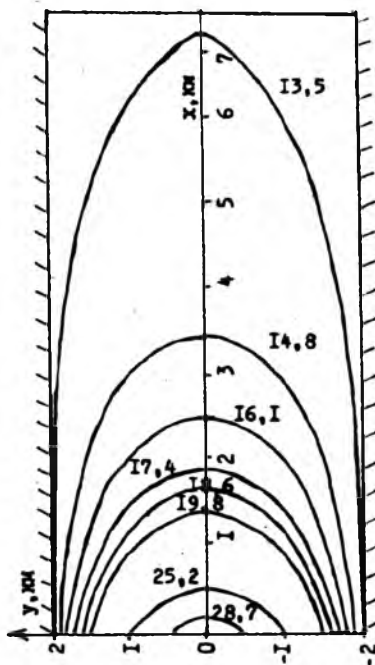
— генерация турбулентности в перемешанном слое работой ветра;

$$\text{By} = g \delta h Q^c - g \beta h Q^c \quad (18)$$

— работа Архимедовых сил; Dis — диссипация турбулентности. В уравнения (17), (18) также введем обозначения: $k = 0,02$ — ветровой коэффициент; $\gamma = 2 \cdot 10^{-6}$ — коэффициент в квадратичной зависимости тангенциального напряжения ветра на поверхности воды T^0 от скорости ветра; α — угол между направлением поверхностного течения и ветром; $u_* = \sqrt{T^0/\rho}$ — динамическая скорость в воде; g — ускорение силы тяжести; $\delta = 2 \cdot 10^{-4}$ — коэффициент термического расширения, $(^\circ\text{C})^{-1}$; $\beta = 8 \cdot 10^{-4}$ — коэффициент соленостной сжимаемости, $(\text{‰})^{-1}$; $Q^c = (Q^0 + Q^h)/2$, $\Phi^c = (\Phi^0 + \Phi^h)/2$ — средние в перемешанном слое потоки тепла и соли соответственно [8]. Отметим, что эффекты, обусловленные соленостью, необходимо учитывать, если струя от АЭС сбрасывается в соленую



Р и с. 3. То же, что на рис. 2, при учете адвекции тепла средним течением ($\bar{u} \neq 0$): 1 — $K_x = 10^4$, $K_y = 10^9 \text{ см}^2/\text{с}$; 2 — 10^5 и $10^9 \text{ см}^2/\text{с}$; 3 — 10^4 и $10^8 \text{ см}^2/\text{с}$; 4 — 10^6 и $10^9 \text{ см}^2/\text{с}$



Р и с. 4. Изотермы в водоеме-охладителе, рассчитанные с помощью решения уравнения (14) (цифры у кривых — температура, $^\circ\text{C}$)

морскую или океанскую воду. В случае, если сброс проводится в пресные воды озера, потоками Φ^0 , Φ^h , Φ^c в равенстве (18) можно пренебречь.

Определить диссипацию в уравнении (16) несомненно сложно [8]. В ходе экспериментов на физическом факультете МГУ установлено, что мелкие (толщиной h менее 15 м) перемешанные слои формируются логарифмическим профилем скорости, имеющим место также в мелком море или озере [10, 11]. В этом случае в уравнении (17) $\alpha = 0$ и можно получить $\text{Dis} = (u_*^3/\kappa) \ln(2h/\Delta h)$, где $\kappa = 0,4$ — постоянная Кармана; h — глубина максимальных вертикальных градиентов температуры и солёности на нижней границе струи; Δh — толщина переходного слоя скачка, отделяющего верхний перемешанный нагретый пресный слой от нижележащих холодных солёных вод. В случае более толстых, чем 15 м, перемешанных слоев необходимо учитывать эффекты, обусловленные вращением Земли [8].

Из формул (17), (18) видно, что наблюдается пропорциональная зависимость $\text{Dis} = C_T \text{Gen}$, если коэффициент $C_T = \sqrt{\gamma} \ln 2h/\Delta h / (\kappa \alpha)$ является постоянным. В этом случае удобно переписать уравнение (16) в безразмерном виде

$$\overline{\text{Gen}} - \overline{\text{Dis}} = \text{Ri}, \quad (19)$$

где $\overline{\text{Gen}} = C_g = \text{Gen}/u_*^3$; $\text{Dis} = C_T C_g = \text{Dis}/u_*^3$; $\text{Ri} = h/L_M$ — интегральное число Ричардсона, в котором $L_M = u_*^3/(g\delta Q^c - g\beta\Phi^c)$ — интегральный аналог масштаба Монина—Обухова для перемешанного слоя. Уравнение (19) можно записать также в виде

$$\text{Ri} = C_g(1 - C_T) = (\text{Ri})_c, \quad (20)$$

где $(\text{Ri})_c$ — некоторое критическое число Ричардсона, характеризующее перемешивание. Если принять $(\text{Ri})_c = 1$, то при $C_g = 14,14$ получим $C_T = 1 - 1/C_g = 0,93$. По данным наблюдений в океане, систематизированным в работе [8], $C_g = 10$ и $C_T = 0,93$, что немного меньше, так как в океане угол α отличен от нуля.

Уравнение (20) в размерном виде

$$h = (\text{Ri})_c \frac{u_*^3}{g\delta Q^c - g\beta\Phi^c} \quad (21)$$

позволяет найти толщину перемешанного слоя H , а затем с помощью уравнения (15) вычислить и изменение температуры при условии, что потоки Q^0 , Φ^0 вычисляются по стандартным методикам [12, 13], с использованием данных о скорости и направлении ветра, температуре и влажности воздуха, облачности. Потоки на нижней границе перемешанного слоя определяются соотношениями [7]

$$Q^h = (\tau^0 - \tau^h)(dh/dt) + Q^{h+0};$$

$$\Phi^h = (s^0 - s^h)(ds/dt) + \Phi^{h+0},$$

где Q^{h+0} , Φ^{h+0} — поток тепла и соли в термо- и галоклине сразу же ниже слоя скачкообразного изменения температуры и солёности. Обычно $Q^{h+0} \ll Q^h$ и $\Phi^{h+0} \ll \Phi^h$, поэтому формулу (21) можно переписать в виде

$$h = Cu_*^3 / [g\delta(\Delta\tau E + Q^0) - g\beta(\Delta s E + \Phi^0)], \quad (22)$$

где $C = 2(\text{Ri})_c$; $\Delta\tau = \tau^0 - \tau^h$; $\Delta s = s^0 - s^h$ — скачкообразное изменение температуры и солёности; $E = dh/dt$ — скорость вовлечения холодных вод. В частности, при интенсивном их вовлечении, когда $Q^h \gg Q^0$ и $\Phi^h \gg \Phi^0$, имеем

$$h = Cu_*^3 / (g\delta\Delta\tau - g\beta\Delta s)E. \quad (23)$$

Интегрируя уравнение (23) при постоянных со временем динамической скорости u_* и скачкообразном изменении $\Delta\tau$ и Δs относительно толщины перемешанного слоя h , находим квадратичную зависимость между временем и толщиной перемешанного слоя

$$h^2 = h_0^2 + [2Cu_*^3 t / (g\delta\Delta\tau - g\beta\Delta s)], \quad (24)$$

где h_0 — начальная толщина перемешанного слоя.

Формулы (23), (24) были подвергнуты экспериментальной проверке в лабораторном кольцевом канале, специально созданном на физическом факультете МГУ для изучения процессов турбулентного смешения жидкостей различной плотности. Канал имеет прямоугольное сечение шириной 20, высотой 40 см. Внешний диаметр кольца составляет 2 м, длина кольца по осевой линии 565 см. Дно канала стальное, боковые стенки из оргстекла толщиной 5 мм. Воздушный поток в канале создается с помощью вентиляторов, нагнетающих воздух в зазор над поверхностью воды. Специальные заслонки позволяют регулировать скорость ветра от 0 до 6 м/с.

Двухслойная жидкость создается заполнением канала сначала раствором хлористого натрия, затем пресной водой. Общая глубина заполнения канала составляет 75 мм, начальная толщина соленого слоя 40 мм. В зависимости от степени вовлечения соленость нижнего слоя изменяется в опытах от 40 до 10 ‰. Перед началом измерений воду в канале отстаивают в течение 1 ч. После этого включают вентиляторы и начинают эксперименты.

Для измерения скорости движения воздуха применяли термисторные датчики МТ-54 с постоянной времени 0,5 с, включенные в мост постоянного тока МО-62 с вольтметром В7-16А. Аналогично измеряли скорость течения воды в канале. Соленость определяли по изменению электропроводности раствора с помощью датчика, выполненного из графита, который ранее в измерителях подобного типа не применялся. Использование графита позволило почти полностью исключить влияние паразитных явлений окисления и электролиза, приводящих к нестабильности работы датчиков, сделанных из других материалов (в частности, из платины). Новый измеритель солености с графитовым датчиком показал устойчивую работу в химически агрессивных средах с достаточно высокой разрешающей способностью и малой инерционностью. Тарировку датчиков скорости, температуры и солености проводили в специальных лотках до и после измерений.

В целом анализ результатов измерений подтвердил справедливость формул (23), (24), выявлены также небольшие колебания значений коэффициента C , который оказался равным в среднем $1,3 \pm 0,4$. Эти вариации легко понять, если учесть, что

$$C = 2k/\sqrt{\gamma} [1 - (\sqrt{\gamma}) \ln 2h/\Delta h/k\alpha], \quad (25)$$

а характеристика переходного слоя скачка $h/\Delta h$, ветровой коэффициент k и коэффициент сопротивления γ могут зависеть от характера волнения и стратификации как в приводном слое воздуха, так и в воде. Тем не менее в первом приближении коэффициент C можно считать постоянным и для расчетов охлаждения нагретых вод от АЭС за счет вовлечения холодных снизу и последующего ветрового перемешивания пользоваться формулами (22) или (23), (25) и (15).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бернадский Н.М., Проскурякова Б.В. Теория и практика расчета прудов-охладителей. М.—Л.: 1933. 83 с.
2. Браславский А.П., Кумарина М.Н., Смирнова М.Е. Тепловое влияние объектов энергетики на водную среду. Л.: Гидрометиздат, 1989. 254 с.

3. Васильев О.Ф., Квон В.И., Макаров И.И. Гидротермический режим водоемов-охладителей тепловых и атомных электростанций. — Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт, 1976, № 4, с. 102—111.
4. Макаров И.И., Соколов А.С., Шульман С.Г. Моделирование гидротермических процессов в водохранилищах—охладителях ТЭС и АЭС. М.: Энергоатомиздат, 1986. 182 с.
5. Дрижус М.-Р. Гидротермический режим водохранилищ-охладителей. Вильнюс: Мокслас, 1985. 168 с.
6. Озмидов Р.В. Горизонтальная турбулентность и турбулентный обмен в океане. М.: Наука, 1968. 198 с.
7. Арсеньев С.А., Фельзенбаум А.И. Об одной модели квазиоднородного слоя и сезонного термоклина в океане. — Доклады АН СССР, 1975, т. 225, № 1, с. 84—87.
8. Арсеньев С.А. Интегральная модель десятилетнего слоя океана. — Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1977, т. 13, № 10, с. 1034—1043.
9. Арсеньев С.А. Вопросы теории течений в устьях рек. — В кн.: Гидрофизика Северного Каспия. М.: Наука, 1985, с. 125—146.
10. Arrseniev S.A. On the turbulent gradient currents in shallow water. — Ocean Modelling, 1991, v. 94, p. 2—7.
11. Куфтарков Ю.М., Фельзенбаум А.И. Об использовании уравнения баланса энергии турбулентности в некоторых задачах о течениях. — В кн.: Проблемы теории ветровых и термохалинных течений. Севастополь, МГИ АН УССР, 1968, с. 90—105.
12. Арсеньев С.А. Об одном методе расчета термических характеристик верхнего слоя океана. — Доклады АН СССР, 1976, т. 231, № 3, с. 1101—1103.
13. Пивоваров А.А. Термика пограничных слоев океана и атмосферы. Ч. I: термодинамика, лучистая энергия и уравнения турбулентного переноса. М.: МГУ, 1986. 130 с. Ч. II: Энерго- и массообмен океана с атмосферой. М.: МГУ, 1987. 92 с.

Поступила в Редакцию 2.12.96

УДК 621.039.58

АНАЛИЗ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИНАМИКИ ВЫХОДА ПРОДУКТОВ ДЕЛЕНИЯ ИЗ ТВЭЛОВ ВВЭР В ПЕРЕХОДНЫХ РЕЖИМАХ

Романов В.М., Панкратов Д.В. (ГНЦ РФ — ФЭИ им. А.И. Лейпунского),

Лузанова Л.М., Славягин П.Д.

(Ин-т ядерных реакторов РНЦ «Курчатовский ин-т»)

Целью настоящей работы является опробование нового расчетного кода, способного моделировать пространственную динамику выхода радиоактивных продуктов деления из негерметичных ТВЭлов в теплоноситель первого контура. Для этого использована задача, суть которой заключается в оценке масштабов изменения радиоактивности ^{131}I в теплоносителе первого контура в условиях переходного процесса в активной зоне ВВЭР-440. Переходный процесс представляет собой деформацию пространственного поля энерговыделения во время движения органа регулирования реактивности. При этом рассмотрены ситуации, когда один негерметичный ТВЭл может быть расположен в различных ТВС активной зоны. Адекватное численное моделирование этого сложного, зависящего от многих параметров переходного процесса требует совместного решения нейтронной, теплофизической и радиационных задач.

В настоящее время расчеты, проводимые обычно для обоснования проектов новых РУ АЭС, выполняют с использованием разработанных в начале 90-х годов кодов, в которых реализованы методики расчета, представленные, в частности, в работах [1—3]. Особенностью этих расчетных методик является ориентация на усредненные по времени и пространству параметры, такие, как энерговыделение, температура, физико-химические свойства среды. Кроме того, в моделях не учитываются важные механизмы, влияющие на выход продуктов деления из негерметичных ТВЭлов во время переходных процессов с быстрым изменением температуры ТВЭла. Эти ограничения были преодолены в коде VVERRAD, который кратко представлен в настоящей работе. Код является дальнейшим развитием расчетной методики, используемой в настоящее время для оценки радиоактивности теплоносителя первого контура ВВЭР [1, 2].

Программа VVERRAD состоит из трех модулей, основным из которых является блок расчета радиоактивности теплоносителя, обусловленной выходом продуктов де-