

Временная структура нейтронного поля представляла собой периодическую последовательность нейтронных импульсов, чередуемых с частотой генерации лазерных вспышек. При этом каждый такой импульс, в свою очередь, представлял собой совокупность отдельных коротких нейтронных вспышек, генерируемых через интервал $1/f$.

Для увеличения выхода нейтронов в настоящее время проводится работа по повышению ускоряющего напряжения, тока дейтронов и частоты следования импульсов. Оптимизация параметров ускоряющего резонатора, как показали предварительные эксперименты, даст возможность повысить почти в 1,5 раза шунтовый импеданс резонатора, что позволит ожидать роста напряжения на трубке дрейфа до 500 кВ и ускорения дейтронов до энергии 1 МэВ. Для увеличения тока дейтронов из лазерного источника предполагается использовать CO_2 -лазер, генерирующий импульсы излучения энергией до 300 мДж, при этом ток дейтронов и нейтронный выход могут быть увеличены в 10 раз. Экспериментальные результаты и расчеты позволяют сделать вывод о принципиальной возможности создания компактных нейтронных генераторов с потоком 10^{10} — 10^{11} с^{-1} и выше, в том числе с помощью нерадиоактивной высоко-ресурсной бериллиевой мишени. Такие приборы могут быть успешно использованы в элементном анализе состава вещества, моделировании условий в термоядерных реакторах, а также экспериментах в области нейтронной физики.

Настоящая работа выполнена в рамках научного проекта программы Министерства образования РФ «Университеты России».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Стрижак В.И., Применко Г.И., Цыбин А.С. и др. Источники нейтронов. Киев, Изд.-полиграф. центр «Киевский университет», 1992. 240 с.
2. Панасюк В.С., Самошенко Ю.К., Симановский М.Ф. и др. Малогабаритный ускоритель протонов. — Приборы и техника эксперимента, 1984, № 5, с. 115—117.
3. Быковский Ю.А., Зубков Н.В., Козловский К.И. и др. Лазерный генератор нейтронов: результаты, разработки, применения, перспективы: Препринт МИФИ 027-86, 1986. 33 с.
4. Цыбин А.С. Динамика лазерной дейтерийсодержащей плазмы в сильноточных импульсных диодных системах. — В кн.: Радиационная плазмодинамика. Под ред. Ю.С. Протасова, т. 1. М.: Энергоатомиздат, 1991, с. 437—462.
5. Бекурц К., Виртц К. Нейтронная физика. М.: Атомиздат, 1968. 456 с.

Поступила в Редакцию 27.02.02

УДК 551.46:539.16

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССОВ РАДИОАКТИВНОГО ЗАГРЯЗНЕНИЯ БУХТЫ ПОСЛЕ РАДИАЦИОННОЙ АВАРИИ

*Ганул М.Н., Кучин Н.Л., Платовских Ю.А., Сергеев И.В.
(ФГУП ЦНИИ им. А.Н. Крылова)*

В работе [1] опубликованы результаты измерения радиоактивного загрязнения донных осадков, а также гидродинамических и геофизических характеристик бухты, где в 1985 г. произошла авария. Было определено общее поступление ^{60}Co и ^{137}Cs в донные осадки и их распределение по вертикали и горизонтали в донных отложениях. Существенная особенность этого загрязнения состоит в том, что около 50% ^{60}Co — преобладающего радионуклида в 1997 г. находилось в горячих частицах. Это, а также большие размеры горячих частиц (~ 1 мм) привело к тому, что распределение удельной активности ^{60}Co по фракциям имеет необычный вид: удельная активность убывает с уменьшением размера частиц, в то время как в большинстве известных до настоящего

момента случаев вклад горячих частиц в активность донных отложений не был значительным и с уменьшением размеров частиц удельная активность техногенных радионуклидов росла, что объясняется преимущественно поверхностной сорбцией последних частицами осадков [2]. Удельная активность ^{60}Co в зоне площадью около 4900 м^2 велика — в среднем около 80 кБк/кг , максимальная достигает 10^4 кБк/кг [1].

В настоящей работе предложена математическая модель поведения радионуклидов во взаимодействующих системах вода—взвесь и поровая вода—частицы донных осадков—горячие частицы. Эта модель позволит проследить перераспределение радионуклидов с течением времени, оценить их выход из донных осадков, объемную активность в воде бухты и поступление из бухты в море.

Процесс переноса радионуклидов в воде бухты можно разделить на две стадии. На первой стадии выпавшие на поверхность воды аэрозольные частицы, если таковые имеются (как было при аварии в бухте, описанной в работе [1]), осаждаются на дно, попавшие в воду радионуклиды перемешиваются по объему бухты. Время перемешивания в горизонтальном и вертикальном направлениях составляет $l^2/2K_x$ и $H^2/2K_z$ соответственно, где l — поперечный размер бухты; K_x, K_z — коэффициенты продольной ($\sim 10^4\text{—}10^6 \text{ см}^2/\text{с}$ [3]) и вертикальной турбулентной диффузии ($\sim 10\text{—}100 \text{ см}^2/\text{с}$); H — глубина бухты. На второй стадии радионуклиды сорбируются на частицах взвеси, последние оседают на дно за время $\sim H/w$, где w — скорость осаждения (не менее $0,01 \text{ см/с}$). Суммарная продолжительность обеих стадий для рассматриваемой бухты составляет от нескольких часов до нескольких суток. За пределами указанного времени для большинства задач можно считать, что радионуклиды распределены по объему бухты равномерно и их объемная активность зависит только от времени.

Основные уравнения. Уравнение баланса в бухте объемом V для средней по фазам системы взвесь—вода объемной активности радионуклида c можно записать в виде

$$V\left(\frac{dc}{dt} + m_1c + m_2c + \lambda c\right) + jS = Q, \quad (1)$$

где $c = \vartheta_w(1 - f + K_n f)$.

Здесь m_1, m_2 — постоянные времени выведения радионуклида из бухты за счет приливов и за счет стока (при наличии реки) соответственно; λ — постоянная распада радионуклида; j — плотность потока радионуклида из воды в донные отложения (или из них в воду), обусловленного осаждением взвеси биотурбацией (механическим перемешиванием донных осадков гидробионтами) и диффузией растворенных и обменных форм, $\text{Бк}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$; S — площадь источника: при потоке в направлении дна $S = S_6$ — площадь бухты, при обратном потоке $S = S_0$ — площадь пятна радиоактивного загрязнения в донных осадках (для бухты, рассмотренной в работе [1], S_0 в $8\text{—}17$ раз меньше S_6); Q — мощность источника; ϑ_w — объемная активность радионуклида в воде; $f = a/\rho$ — объемная доля взвеси, где a — концентрация взвеси; ρ — плотность частиц взвеси; K_n — безразмерный коэффициент накопления для взвеси, характеризующий сорбцию радионуклида взвесью и связанный с коэффициентом распределения между водой и взвесью K_d (л/кг) соотношением $K_n = \rho K_d$.

Если длина приливной волны ($L_0 = T\sqrt{gH}$) больше размера бухты, нормального к фронту волны, то во всех точках бухты изменение уровня воды происходит синхронно [4]. Здесь T — период прилива; g — ускорение силы тяжести. Для рассматриваемой бухты $L_0 = 4 \cdot 10^5 \text{ м}$, размер бухты, нормальный к фронту волны, не более 500 м , так что условие синхронности изменения уровня выполняется. Постоянная вре-

мени выведения радионуклида за счет приливов, определяемая как относительное изменение объема воды в бухте за счет прилива, деленное на период прилива, находится по формуле

$$m_1 = 2\Delta h\beta_1/HT, \quad (2)$$

где Δh — высота прилива; β_1 — коэффициент неполного перемешивания; $\beta_1 \leq 1$ [4]. Постоянная выведения радионуклида за счет стока вод реки выражается через расход воды в реке G и объем бухты

$$m_2 = G\beta_2/V,$$

где β_2 — коэффициент неполного перемешивания.

В общем случае для нахождения плотности потока радионуклида j на границе дно—вода необходимо рассматривать единую систему вода—донные осадки. В частном случае, когда поток радионуклида из воды в донные отложения за счет осаждения взвеси значительно превосходит поток за счет биотурбации и диффузии, плотность потока в направлении дна j можно выразить через объемную активность радионуклида во взвеси $c_p = \vartheta_w fK_n$ и скорость осаждения w ($j = c_p w$) и ввести постоянную времени выведения за счет осаждения взвеси

$$m_3 = \frac{fK_n w}{(1 + fK_n)H} = \frac{aK_d w}{(1 + aK_d)H}, \quad (3)$$

при подстановке которой в уравнение (1) последнее станет замкнутым

$$V \left[\frac{dc}{dt} + (m_1 + m_2 + m_3 + \lambda)c \right] = Q.$$

При изучении переноса радионуклидов в донных осадках должны быть приняты во внимание следующие процессы: выщелачивание из горячих частиц, сорбция и десорбция в частицах донных осадков, осадконакопление, биотурбация, диффузия растворимых и обменных форм и радиоактивный распад. Будем предполагать, что выщелачивание описывается уравнением первого порядка [5]

$$\frac{db}{dt} + (k + \lambda)b = 0,$$

где b — содержание радионуклида в горячей частице, Бк/м³; k — постоянная времени выщелачивания.

Изменение относительной концентрации g_r горячих частиц в донных осадках (доли объема, занимаемой этими частицами) в системе координат, где $z = 0$ соответствует границе дно—вода, описывает уравнение диффузии, учитывающее осадконакопление со скоростью v :

$$\frac{\partial g_r}{\partial t} + v \frac{\partial g_r}{\partial z} = D \frac{\partial^2 g_r}{\partial z^2}, \quad (4)$$

где D — коэффициент биотурбации, которая перемешивает донные осадки. Здесь и в дальнейшем диффузией в горизонтальном направлении можно пренебречь, так как по данным работы [1] вертикальные градиенты концентрации примерно в 100 раз превосходят горизонтальные. Умножая уравнение (4) на b и вводя активность радионуклида в горячих частицах на единицу объема донных осадков $s = bg_r$, получим уравнение баланса

$$\frac{\partial s}{\partial t} + v \frac{\partial s}{\partial z} + (k + \lambda)s = D \frac{\partial^2 s}{\partial z^2} + Q_1. \quad (5)$$

Источник Q_1 введен для учета того, что при $t = 0$ радионуклид выпадает на поверхность дна с плотностью σ : $Q_1 = \sigma \delta(z)\delta(t)$. Вышедший из горячих частиц радионуклид поступает в поровую воду и сорбируется частицами донных осадков. Можно ввести среднюю по фазам системы частицы донных осадков—поровая вода объемную активность $c_1 = c_{1p} + c_{1w}$, где $c_{1p} = K_{н1}(1 - \varphi)\vartheta_{1w}$ и $c_{1w} = \varphi\vartheta_{1w}$ — активность частиц и воды соответственно на единицу объема воды с осадками; $K_{н1}$ — коэффициент накопления донных осадков; φ — пористость; ϑ_{1w} — объемная активность поровой воды. Тогда уравнение баланса объемной активности в системе частицы донных осадков—поровая вода принимает вид

$$\frac{\partial c_1}{\partial t} + v \frac{\partial c_1}{\partial z} + \lambda c_1 = ks + D \frac{\partial^2 c_1}{\partial z^2} + D_1 \frac{\partial^2 c_{1w}}{\partial z^2}, \quad (6)$$

где ks — поступление радионуклида в донные осадки за счет выщелачивания из горячих частиц; D_1 — коэффициент диффузии обменных и растворенных форм.

Поскольку $K_{н1} \gg 1$ для большинства радионуклидов, то $c_1 \gg c_{1w}$, и в уравнении (6) можно пренебречь слагаемым с D_1 . Отметим, что коэффициенты накопления радионуклидов в донных осадках $K_{н1}$ существенно меньше коэффициентов накопления во взвеси K_n [2].

Запись уравнения переноса в форме (6) предполагает наличие равновесия между сорбцией и десорбцией в каждый момент времени, так что сорбция характеризуется только коэффициентом распределения или накопления. Учет осадконакопления в уравнении (6) означает не только повышение активности донных осадков с ростом радионуклидов, но и частичный возврат вышедших из донных осадков радионуклидов при осаждении взвеси.

Граничные условия. Для уравнения (5) граничным условием при $z = 0$ является связь плотности потока горячих частиц j_s с источником, описываемая выражением

$$j_s = vs - D \frac{\partial s}{\partial z} = \sigma \delta(t),$$

которое при $t > 0$ означает отсутствие потока горячих частиц из донных осадков в воду. Для уравнения (6) естественное граничное условие — равенство объемной активности радионуклида в воде над дном $\vartheta_w(t)$ и поровой воде на границе дно—вода $\vartheta_{1w}(0, t)$:

$$\vartheta_w(t) = \vartheta_{1w}(0, t). \quad (7)$$

Выражение для плотности потока радионуклида при $z = 0$, как это следует из уравнения (6), имеет вид

$$j = vc_1 - D \frac{\partial c_1}{\partial z}. \quad (8)$$

Это выражение связывает уравнения для донных осадков (5) и (6) с уравнением для воды в бухте (1), которые нужно решать совместно. В зависимости от характера источников и времени поток радионуклида может быть направлен как из воды в донные осадки, так и из донных осадков в воду. Совместное решение уравнений (1), (5) и (6) позволяет найти объемную активность радионуклидов в воде бухты и донных осадках как функцию времени и тем самым дать прогноз радиоэкологического состояния системы.

Коэффициенты уравнений. Правильность прогноза поведения радионуклидов в природных системах в значительной степени зависит от задания коэффициентов уравнений, которые в зависимости от гидродинамических и физико-химических условий

изменяются значительно — в 10—100 раз для одного и того же радионуклида [5, 6]. Поэтому коэффициенты уравнений должны быть определены для той системы, для которой делается прогноз.

Рассчитанная по измеренной концентрации взвеси и потоку взвеси на дно в 1996—1997 гг. скорость осадконакопления v оказалась равной 0,21—0,25 мм/сут (7,3—9,1 см/год). Однако скорость осадконакопления, определенная по расстоянию от границы дно—вода до слоя донных осадков с максимальной объемной активностью ^{60}Co и ^{137}Cs , значительно меньше — около 1 см/год. Ее можно считать средней за 1985—1997 гг. Она была принята для дальнейших оценок. Скорость осаждения взвеси на дно w была найдена из соотношения $aw = v\varphi(1 - \varphi)$, следующего из баланса массы на границе дно—вода, и оказалась равной 0,03 см/с. Скорость осадконакопления и осаждения взвеси на дно в рассматриваемой бухте [1] велика даже для прибрежной области. Это связано с тем, что взвесь в воде бухты крупная (главные фракции 0,25—0,5 мм и 1—3 мм) и быстро осаждается.

Для оценки коэффициентов биотурбации D было использовано распределение ^{60}Co и ^{137}Cs по глубине донных осадков. Поскольку коэффициент диффузии убывает с глубиной, были оценены два его значения: D_1 — выше слоя осадков с максимальной объемной активностью при $z = vt$, где t — время, прошедшее с момента аварии; D_2 — ниже этого слоя. В каждом слое распределение ^{60}Co и ^{137}Cs аппроксимировалось гауссианом, параметрами которого являются коэффициенты диффузии. Получены следующие значения: D_1 — 3,4 и 4,1 см²/год для ^{60}Co , 1,6 и 3,3 см²/год для ^{137}Cs ; D_2 — 0,9 см²/год для ^{60}Co , 1,1 см²/год для ^{137}Cs . Эти значения свидетельствуют о высокой биотурбации в бухте. Для расчета выхода ^{60}Co принято среднее значение для верхнего слоя 3,8 см²/год.

Для бухты, описанной в работе [1], нет данных о коэффициентах накопления K_n или распределения K_d ^{60}Co . Поэтому было принято значение $K_n = 3 \cdot 10^4$, рекомендованное МАГАТЭ для прибрежной области [7], что соответствует $K_d = 1,1 \cdot 10^4$ л/кг при плотности частиц взвеси 2,7 кг/л [1]. Данные о скорости осаждения w и коэффициенте распределения K_d с учетом того, что средняя концентрация взвеси в бухте около 2 мг/л [1], дают возможность оценить по формуле (3) постоянную времени выведения радионуклида за счет осаждения взвеси: $m_3 = 0,5 \text{ сут}^{-1}$.

Постоянную времени выведения за счет приливов при глубине бухты ~ 10 м и высоте прилива около 0,25 м [1] в предположении о полном перемешивании воды за время прилива ($\beta_1 = 1$) можно, используя соотношение (2), оценить как $m_1 = 0,1 \text{ сут}^{-1}$.

По данным работы [8] постоянные выщелачивания ^{137}Cs из топливных частиц, выпавших при аварии на Чернобыльской АЭС, равны 0,01—0,03 сут⁻¹. Постоянная времени выщелачивания, если последнее имеет диффузионную природу [5], может быть оценена по коэффициенту диффузии радионуклида в материале частицы D_b , составляющему для ^{137}Cs 10^{-14} — 10^{-10} см²/с: $k = \pi^2 D_b / r^2$, где r — радиус частицы. При наиболее вероятном значении D_b 10^{-12} — 10^{-11} см²/с [5] для частиц диаметром 1 мм, которые характерны для рассматриваемой бухты [1], постоянная времени выщелачивания ^{137}Cs может быть оценена как $k = 0,02 \text{ сут}^{-1}$.

В настоящее время нет информации о постоянной времени выщелачивания ^{60}Co из горячих частиц. При расчете выщелачивания ^{60}Co из горячих частиц с использованием приведенного значения постоянной времени получается, что с момента

аварии в 1985 г., когда весь ^{60}Co находился в горячих частицах, к 1997 г. в этих частицах должно было остаться около 50% указанного нуклида (без учета распада). Полученное значение совпадает с результатами измерений 1997 г. [1], поэтому постоянная времени выщелачивания, вычисленная для ^{137}Cs , использована в дальнейшем как грубое приближение постоянной времени для ^{60}Co .

Оценка содержания радионуклидов. Для решения уравнений (1), (5), (6) с граничным условием (7) и выражением для плотности потока радионуклида (8) было использовано преобразование Лапласа. Предполагалось, что при $t = 0$ радионуклиды находятся в горячих частицах ($Q(t) = 0$). Из уравнений переноса были найдены преобразованные по Лапласу величины $\bar{s}(z, p)$, $\bar{c}(p)$, $\bar{c}_1(z, p)$, $\bar{j}(p)$, где p — параметр преобразования Лапласа.

Для определения доли выхода радионуклида из донных осадков и горячих частиц в воду за все время по отношению к его начальному количеству σ и средней концентрации было использовано свойство преобразования Лапласа

$$\bar{j}(0) = \int_0^{\infty} f(t) dt, \quad \bar{j}'(0) = - \int_0^{\infty} t f(t) dt.$$

Отсюда следует, что $\bar{j}(0)$ — выход радионуклида с единицы загрязненной поверхности дна за все время, следовательно, доля выхода $J = \bar{j}(0)/\sigma$, общий выход $M = J\sigma S_0$.

При выбранных параметрах доля выхода ^{60}Co составляет $(8-16)10^{-6}$, что соответствует выходу $(6-12)10^6$ Бк.

Для объемной активности радионуклида в воде бухты и горячих частицах, а также удельной активности в донных осадках получены приближенные выражения для времени, превосходящего характерное время выведения за счет приливов и осаждения с

взвесью. По определению $\bar{c}(0) = \int_0^{\infty} c(t) dt$ и $\bar{c}'(0) = - \int_0^{\infty} t c(t) dt$, тогда среднее характерное

время переноса радионуклида в донных осадках $\bar{t} = - \bar{c}'(0)/\bar{c}(0) = \int_0^{\infty} t c(t) dt / \int_0^{\infty} c(t) dt$. Ис-

пользуя эти определения, можно получить приближенное выражение для оценки объемной активности радионуклида в воде бухты в зависимости от времени:

$$c(t) = \frac{\bar{c}(0)}{\bar{t}} \exp(-t/\bar{t}). \quad (9)$$

До времени $t = \Lambda^{-1}$ (сутки — десятки сут), где $\Lambda = m_1 + m_2 + \lambda$, объемная активность в воде $c(t)$ сначала растет со временем, затем спадает в соответствии с асимптотическим выражением (9). Для выбранных значений параметров среднее время $\bar{t} = 4,1$ года. Максимальная объемная активность ^{60}Co в воде бухты за счет выхода из донных осадков составляет $\sim (1,3-2,6)10^4$ Бк/м³. Оценки для последующего времени принимают значения 700—1400 Бк/м³ в 1997 г. и 300—600 Бк/м³ в 2001 г. Все они выше контрольной концентрации ^{60}Co в морской воде (80—130 Бк/м³ [9]). Сравнить оценки с результатами измерений не представляется возможным, так как в работе [1] нет данных об объемной активности ^{60}Co в воде.

При принятом коэффициенте распределения ^{60}Co $K_d = 1,1 \cdot 10^4$ л/кг и указанной концентрации взвеси доля этого радионуклида во взвеси в воде бухты $aK_d/(1 + aK_d)$ составит около 2%. Следовательно, можно считать, что средняя по фазам объ-

емная активность равна объемной активности радионуклида в воде. Тогда для оценки удельной активности в осадках на границе дно—вода $c_1(0, t)$ достаточно найденную объемную активность $c(t)$ умножить на $(1 - \varphi)K_{d1}$:

$$c_1(0, t) = K_{d1}(1 - \varphi) \frac{\bar{c}(0)}{\bar{t}} \exp(-t/\bar{t}),$$

где K_{d1} — коэффициент распределения радионуклида в донных осадках.

Для 1997 г. получены следующие оценки для границы дно—вода: удельная активность ^{60}Co в горячих частицах $s(0, t)$ примерно равна удельной активности в донных осадках $c_1(0, t)$ и составляет 10—20 кБк/кг, так что полная удельная активность ~ 20 —40 кБк/кг. По результатам измерений [1] средняя по глубине удельная активность в пятне загрязнения равна 80—100 кБк/кг. Удельная активность на границе дно—вода должна быть в несколько раз меньше. Поэтому можно считать, что между рассчитанными и измеренными значениями наблюдается удовлетворительное согласие.

Если оценку выхода ^{60}Co 6—12 МБк отнести к указанному масштабу времени $\bar{t} = 4,1$ года, это будет соответствовать скорости выхода 1,5—3 МБк/год.

Сделать аналогичные оценки для ^{137}Cs в данный момент не представляется возможным, так как неизвестна форма его нахождения в донных осадках.

Закключение. Доля выхода ^{60}Co из системы горячие частицы—донные осадки в воду бухты невелика ($\sim 10^{-5}$), что, однако, приводит к значимой объемной активности в воде. По оценкам в среднем в воду бухты поступало 1,5—3 МБк/год ^{60}Co . Поскольку масштаб времени $\bar{t}$ процесса в донных осадках в 100 раз больше времени Λ^{-1} процессов в воде бухты и вышедший из донных осадков радионуклид в бухте почти не задерживается, такое же количество радионуклида поступило из бухты в море. Ввиду того, что относительный выход невелик, а биотурбация и осадконакопление приводят только к перераспределению радионуклида в слое донных осадков, дальнейшее снижение активности донных осадков будет определяться радиоактивным распадом.

Соответствие между рассчитанными и измеренными значениями удельной активности ^{60}Co на поверхности дна говорит о том, что предложенная математическая модель и используемые коэффициенты уравнений реалистичны. Если горячие частицы отсутствуют, то выход радионуклида из донных осадков в воду возможен также при уменьшении его объемной активности в воде бухты. Такое положение реализовалось после прекращения интенсивных сбросов радионуклидов в сибирские реки. Анализ выхода в этом случае также может быть проведен на основе уравнения переноса (6) при задании начального распределения радионуклида по глубине донных осадков.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сойфер В.Н., Горячев В.А., Сергеев А.Ф. и др. Эволюция радиоактивного загрязнения донных отложений в зоне аварии на атомной подводной лодке в 1985 г. в бухте Чажма Японского моря. — Метеорология и гидрология, 1999, № 1, с. 48—63.
2. Abril J., Fraga E. Some physical and chemical features of the variability of K_d distribution coefficients for radionuclides. — J. Environmental Radioactivity, 1996, v. 30, № 3, p. 253—270.
3. МакДоуэлл М., О'Коннор Б.А. Гидравлика приливных устьев рек. Л.: Гидрометеиздат, 1982.
4. Боуден К. Океанография прибрежных вод. М.: Мир, 1988.
5. Прохоров В.М. Миграция радиоактивных загрязнений в почвах. М.: Энергоатомиздат, 1981.
6. Сельскохозяйственная радиоэкология. Под ред. Р.М. Алексахина. М.: Экология, 1991.
7. Sediment K_d Concentration Factors for Radionuclide in the Marine Environment. Techn. Rep. Ser. № 247. Vienna: IAEA, 1985.
8. Коноплев А.В., Булгаков А.А. Трансформация форм нахождения ^{90}Sr и ^{137}Cs в почве и донных отложениях. — Атомная энергия, 2000, т. 88, вып. 1, с. 22—28.
9. Ганул М.Н., Кучин Н.Л., Сергеев И.В. и др. О контрольных концентрациях техногенных радионуклидов в морской воде. — Экологическая химия, 1999, т. 8, № 3, с. 197—203.