

Гидродинамический метод расчета селективного водозаборного процесса в водоеме с непрерывной по всей глубине плотностной стратификацией

И. Д. МУЗАЕВ^{1,2,*}, К. С. ХАРЕБОВ¹, Н. И. МУЗАЕВ¹

¹Геофизический институт Владикавказского научного центра РАН, Россия

²Владикавказский филиал Финансового университета при Правительстве РФ, Россия

*Контактный e-mail: illarion.muzaev@yandex.ru

Разработан гидродинамический метод расчета селективного водозаборного процесса в водоеме с непрерывной по всей глубине плотностной стратификацией. В качестве математической модели водозаборного процесса использована краевая задача линейной теории поверхностных гравитационных волн малой амплитуды в идеальной несжимаемой и неоднородной жидкости. Получена совокупность расчетных формул, которая позволяет решить задачу водоснабжения промышленных предприятий, в том числе тепловых и атомных электростанций, из водоемов с непрерывной плотностной стратификацией. Предлагаемый метод расчета позволяет определить скорость водозабора через окно и высоту водозаборного окна, которые обеспечивают надлежащее положение поверхности раздела, соответствующее заданной плотности (температуры) забираемой воды.

Ключевые слова: селективный водозаборный процесс, стратифицированный водоем, плотностное число Фруда, безвихревое движение воды, потенциал скорости, эмпирические формулы, водозаборное устройство.

Введение

Для охлаждения тепловыделяющих устройств на промышленных предприятиях, в том числе тепловых и атомных электростанциях, в летнее время необходимо подавать воду из глубинных холодных слоев стратифицированного водоема. При этом следует так расслоить воду, чтобы она из верхних теплых слоев не затекала в водозаборное окно. Такой способ водоотбора из плотностно стратифицированного водоема называется селективным водозабором.

При проектировании глубинных селективных водозаборных устройств необходимы расчетные формулы для вычисления габаритных размеров водозаборных окон, отметок их заглубления под уровень воды, а также скорости и расхода забираемой воды. В случае прерывной двухслойной стратификации водоема — источника водоснабжения — в справочной литературе [1, 2] и строительных нормах и правилах (СНиП) [3] имеются эмпирические формулы, предназначенные для гидравлических расчетов.

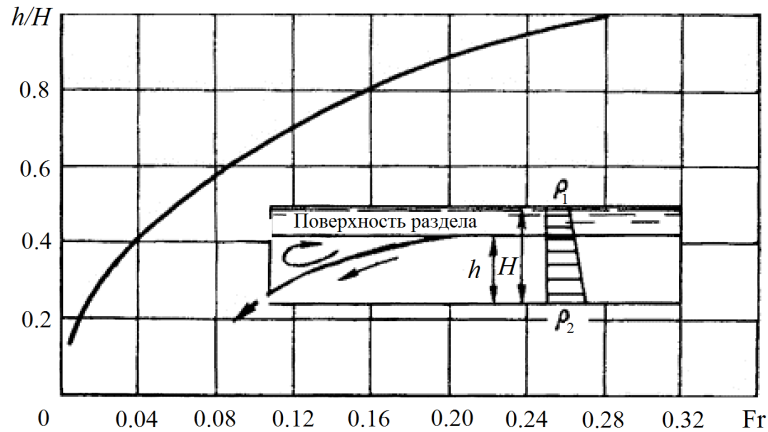


Рис. 1. Зависимость относительной толщины подсасываемого окном донного слоя воды от плотностного числа Фруда

Для прерывного трех- и двухслойного видов стратификации в гидродинамической постановке соответствующих задач получены совокупности расчетных формул и разработаны алгоритмы для вычисления вышеуказанных проектных характеристик селективных водозаборных устройств [4, 5]. Для вида стратификации, когда плотность воды изменяется по глубине непрерывно, в [1–3] рекомендуется применять график зависимости относительной толщины подсасываемого окном слоя воды от плотностного числа Фруда (рис. 1):

$$\text{Fr} = \frac{v_0}{\sqrt{gH \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2}}}$$

Здесь h — толщина подсасываемого слоя воды; H — глубина воды в водоеме; v_0 — скорость забора воды через окно; ρ_1 и ρ_2 — плотность воды соответственно на поверхности и дне водоема; g — ускорение силы тяжести.

Представленный на рис. 1 график построен на основе решения соответствующей задачи в гидравлическом приближении при существенном упрощении гидродинамической картины движения жидкости. Распределение плотности по глубине водоема принято по линейному закону

$$\rho(z) = \rho_2(1 - \beta z), \quad \beta = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 H}, \quad 0 \leq z \leq H.$$

Легко заметить, что в этом гидравлическом методе расчета селективного водозаборного процесса отсутствует такой важный входной параметр, как высота водозаборного окна. Ниже доказывается утверждение, что высота водозаборного окна существенно влияет на критическое значение плотностного числа Фруда. В соответствии с графиком на рис. 1 оно равно $\text{Fr}_{\text{кр}} = 0.28$.

При непрерывной стратификации водоема — источника водоснабжения — для обеспечения селективного водозаборного процесса необходимо поставить и решить следующие задачи гидродинамики:

- 1) при каких условиях можно расслоить объем воды в водоеме перед водозаборным окном, чтобы в него поступала вода из определенного слоя?
- 2) какова толщина подсасываемого слоя воды?

1. Постановка контактной начально-краевой задачи, моделирующей селективный водозаборный процесс из водоема с непрерывной плотностной стратификацией

Предположим, что в прямоугольной системе координат $Oxyz$ часть пространства, ограниченная условиями $0 \leq x \leq L, 0 \leq y \leq B, 0 \leq z \leq H$, представляет стратифицированный водоем — источник водоснабжения некоторого промышленного предприятия, где L — длина, B — ширина, H — глубина водоема, схематизированного в виде прямоугольного параллелепипеда (рис. 2).

На участке боковой грани $x = 0$ при условии $0 \leq z \leq a$ устроено водозаборное окно, через которое забирается вода со скоростью $v(t)$, a — высота окна, t — время. Для обеспечения постоянной глубины водоема через противоположную грань $x = L$ синхронно затекает вода со скоростью $u(t)$. Изменение плотности по глубине водоема аппроксимировано экспоненциальной функцией

$$\rho(z) = \rho_2 e^{-sz}, \quad s = \frac{1}{H} \ln \frac{\rho_2}{\rho_1}.$$

В рамках гидродинамики идеальной несжимаемой и неоднородной жидкости при вышеперечисленных предположениях и допущениях в соответствии с расчетной схемой (рис. 2) селективный водозаборный процесс наиболее адекватно моделируется следующей контактной начально-краевой задачей математической физики [4–6]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial z^2} - s \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} &= 0, & a < z < H, \\ \frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi_2}{\partial z^2} - s \frac{\partial \varphi_2}{\partial z} &= 0, & 0 < z < a, \\ \varphi_1 = \varphi_2 = \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} = \frac{\partial \varphi_2}{\partial t} &= 0 & \text{при } t = 0, \\ \frac{\partial \varphi_1}{\partial x} \Big|_{x=0} &= 0, & \frac{\partial \varphi_1}{\partial x} \Big|_{x=L} &= -u(t), \\ \frac{\partial \varphi_2}{\partial x} \Big|_{x=0} &= -v(t), & \frac{\partial \varphi_2}{\partial x} \Big|_{x=L} &= -u(t), \end{aligned}$$

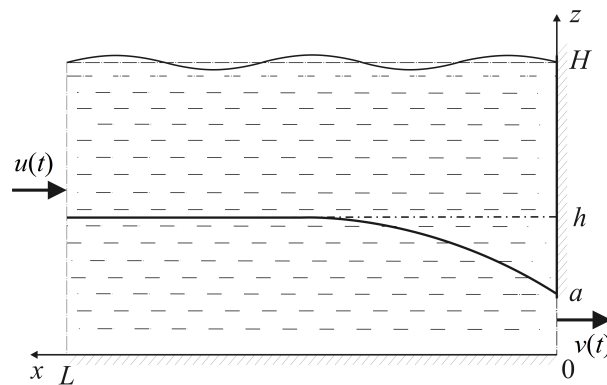


Рис. 2. Расчетная схема селективного водозаборного процесса в стратифицированном водоеме

$$\begin{aligned} \varphi_1 = \varphi_2, \quad \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} = \frac{\partial \varphi_2}{\partial z} \quad \text{при} \quad z = a, \\ \left(\frac{\partial^2 \varphi_1}{\partial t^2} + g \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} \right) \Big|_{z=H} = 0, \quad \frac{\partial \varphi_2}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\varphi_1(x, z, t)$ и $\varphi_2(x, z, t)$ — потенциалы скоростей безвихревого движения воды в слоях $a < z < H$ и $0 < z < a$ соответственно; $v(t)$ — скорость забора воды через водозаборное окно; $u(t)$ — скорость поступления воды в водоем через вертикальную грань $x = L$; x — продольная координата; z — вертикальная координата, t — время.

Скорости $v(t)$ и $u(t)$ в зависимости от текущего времени t задаются синхронно:

$$v(t) = \begin{cases} v_0 \frac{t}{T_0} & \text{при} \quad 0 \leq t \leq T_0, \\ v_0 & \text{при} \quad t \geq T_0, \end{cases} \quad (2)$$

$$u(t) = \begin{cases} u_0 \frac{t}{T_0} & \text{при} \quad 0 \leq t \leq T_0, \\ u_0 & \text{при} \quad t \geq T_0. \end{cases} \quad (3)$$

Здесь T_0 — промежуток времени полного открытия водозаборного окна; $v_0 = \text{const}$; $u_0 = \text{const}$.

В поставленной начально-краевой задаче (1)–(3) искомыми величинами являются функции $\varphi_1(x, z, t)$ и $\varphi_2(x, z, t)$. В результате определения этих функций дифференцированием вычисляются проекции векторной скорости воды в водоеме, а затем рассчитывается толщина подсасываемого окном глубинного слоя воды.

2. Решение начально-краевой задачи

Поставленную контактную начально-краевую задачу можно решить классическими методами математической физики. Сначала применим следующие подстановки:

$$\varphi_1(x, z, t) = \psi_1(x, z, t) - u(t) \frac{x^2}{2L}, \quad (4)$$

$$\varphi_2(x, z, t) = \psi_2(x, z, t) - u(t) \frac{x^2}{2L} + v(t) \frac{(L-x)^2}{2L}. \quad (5)$$

Затем выполним интегральное преобразование Лапласа по времени t . В результате этих подстановок и преобразований начально-краевая задача (1)–(3) относительно функций $\tilde{\psi}_1$ и $\tilde{\psi}_2$ приводится к виду

$$\frac{\partial^2 \tilde{\psi}_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tilde{\psi}_1}{\partial z^2} - s \frac{\partial \tilde{\psi}_1}{\partial z} = \frac{\tilde{u}}{L}, \quad a < z < H, \quad (6)$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{\psi}_2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \tilde{\psi}_2}{\partial z^2} - s \frac{\partial \tilde{\psi}_2}{\partial z} = \frac{\tilde{u} - \tilde{v}}{L}, \quad 0 < z < a, \quad (7)$$

$$\frac{\partial \tilde{\psi}_1}{\partial x} \Big|_{x=0} = 0, \quad \frac{\partial \tilde{\psi}_1}{\partial x} \Big|_{x=L} = 0, \quad (8)$$

$$\left. \frac{\partial \tilde{\psi}_2}{\partial x} \right|_{x=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial \tilde{\psi}_2}{\partial x} \right|_{x=L} = 0, \quad (9)$$

$$\tilde{\psi}_1|_{z=a} = \tilde{\psi}_2|_{z=a} + \tilde{v} \frac{(L-x)^2}{2L}, \quad \left. \frac{\partial \tilde{\psi}_1}{\partial z} \right|_{z=a} = \left. \frac{\partial \tilde{\psi}_2}{\partial z} \right|_{z=a}, \quad (10)$$

$$\left(P^2 \tilde{\psi}_1 + g \frac{\partial \tilde{\psi}_1}{\partial z} \right) \Big|_{z=H} = P^2 \tilde{u} \frac{x^2}{2L}, \quad \left. \frac{\partial \psi_2}{\partial z} \right|_{z=0} = 0, \quad (11)$$

где P – параметр преобразования Лапласа.

Решения дифференциальных уравнений (6) и (7) с граничными условиями (8) и (9) можно искать в виде следующих тригонометрических рядов по косинусам относительно координаты x :

$$\tilde{\psi}_1(x, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \tilde{\psi}_{1,n}(z) \cos \frac{n\pi}{L} x, \quad \tilde{\psi}_2(x, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \tilde{\psi}_{2,n}(z) \cos \frac{n\pi}{L} x. \quad (12)$$

Функции $\tilde{\psi}_1$ и $\tilde{\psi}_2$, представленные в виде (12), автоматически удовлетворяют граничным условиям (8) и (9). Подставив выражения (12) в дифференциальные уравнения (6) и (7) и в граничные условия (10), (11) и приравняв коэффициенты при одинаковых косинусах в левых и правых частях, предварительно разложив правые части в ряды Фурье по косинусам, получим контактную краевую задачу для обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка.

В результате решения краевой задачи и возвращения к оригиналу потенциала скорости $\varphi_1(x, z, t)$ для него при $t \geq T_0$ получим следующую совокупность формул:

$$\begin{aligned} \varphi_1(x, z, t) &= \varphi_{1,0}(z) + \sum_{n=1}^{\infty} \varphi_{1,n}(z, t) \cos a_n x - u_0 \frac{x^2}{2L}, \\ \varphi_{1,n}(z, t) &= \frac{1}{M_n} (s_{1,n} e^{-\lambda_{1,n}(H-z)} + s_{2,n} e^{\lambda_{2,n}(z-a)}) \Phi_{1,n}(t) + \\ &+ \frac{1}{M_n} (s_{3,n} e^{-\lambda_{1,n}(H-z)} + s_{4,n} e^{\lambda_{2,n}(z-a)}) \Phi_{2,n}(t), \\ \varphi_{1,0}(z) &= \left(\frac{u_0 - v_0}{Ls^2} + \frac{v_0}{Ls^2} e^{-sa} \right) e^{sz} - \frac{u_0}{Ls} z, \\ s_{1,n} &= \frac{u_0}{2L} \alpha_n \frac{\lambda_{2,n}}{\lambda_{1,n}} - \frac{v_0}{2L} \beta_n \frac{\lambda_{2,n}}{\lambda_{2,n} - \lambda_{1,n}} r_n e^{\lambda_{2,n}(H-a)}, \\ s_{2,n} &= -\frac{u_0}{2L} \alpha_n e^{-\lambda_{1,n}H} e^{\lambda_{2,n}a} + \frac{v_0}{2L} \beta_n \frac{\lambda_{2,n}}{\lambda_{2,n} - \lambda_{1,n}} r_n, \\ s_{3,n} &= -g \frac{v_0}{2L} \beta_n \frac{\lambda_{2,n}^2}{\lambda_{2,n} - \lambda_{1,n}} r_n e^{\lambda_{2,n}(H-a)}, \quad s_{4,n} = g \frac{v_0}{2L} \beta_n \frac{\lambda_{1,n} \lambda_{2,n}}{\lambda_{2,n} - \lambda_{1,n}} r_n, \\ r_n &= e^{-(\lambda_{1,n} - \lambda_{2,n})a} - 1, \\ \lambda_{1,n} &= \frac{s}{2} + \sqrt{a_n^2 + \frac{s^2}{4}}, \quad \lambda_{2,n} = \frac{s}{2} - \sqrt{a_n^2 + \frac{s^2}{4}}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
M_n &= \frac{\lambda_{2,n}}{\lambda_{1,n}} - e^{(\lambda_{2,n} - \lambda_{1,n})H}, \quad a_n = \frac{n\pi}{L}, \\
\Phi_{1,n}(t) &= \frac{\sin \gamma_n t - \sin \gamma_n(t - T_0)}{T_0 \gamma_n}, \quad \Phi_{2,n}(t) = \frac{1}{\gamma_n^2} - \frac{2}{T_0 \gamma_n^3} \cos \gamma_n(t - \frac{T_0}{2}) \sin \gamma_n \frac{T_0}{2}, \\
\gamma_n &= \sqrt{\frac{g \lambda_{2,n} (1 - e^{(\lambda_{2,n} - \lambda_{1,n})H})}{M_n}}, \quad \alpha_n = \frac{(-1)^n 4}{a_n^2}, \quad \beta_n = \frac{4}{a_n^2}.
\end{aligned} \tag{13}$$

Легко можно доказать, что для сохранения постоянной глубины в водоеме зависимость между скоростями u_0 и v_0 должна иметь следующий вид:

$$u_0 = v_0 \frac{1 - e^{-sa}}{1 - e^{-sH}}. \tag{14}$$

Для вычисления составляющих поля скоростей движения воды в водоеме при $z \geq a$, $t \geq T_0$ получаются формулы

$$V_x(x, z, t) = \frac{\partial \varphi_1}{\partial x} = - \sum_{n=1}^{\infty} a_n \varphi_{1,n}(z, t) \sin a_n x - u_0 \frac{x}{L}, \tag{15}$$

$$V_z(x, z, t) = \frac{\partial \varphi_1}{\partial z} = \varphi'_{1,0}(z) + \sum_{n=1}^{\infty} \varphi'_{1,n}(z, t) \cos a_n x, \tag{16}$$

$$\varphi'_{1,0}(z) = \left(\frac{u_0 - v_0}{Ls} + \frac{v_0}{Ls} e^{-sa} \right) e^{sz} - \frac{u_0}{Ls}, \tag{17}$$

$$\begin{aligned}
\varphi'_{1,n}(z, t) &= \frac{1}{M_n} (\lambda_{1,n} s_{1,n} e^{-\lambda_{1,n}(H-z)} + \lambda_{2,n} s_{2,n} e^{\lambda_{2,n}(z-a)}) \Phi_{1,n}(t) + \\
&+ \frac{1}{M_n} (\lambda_{1,n} s_{3,n} e^{-\lambda_{1,n}(H-z)} + \lambda_{2,n} s_{4,n} e^{\lambda_{2,n}(z-a)}) \Phi_{2,n}(t).
\end{aligned} \tag{18}$$

В результате решения контактной начально-краевой задачи (1)–(3) получена совокупность расчетных формул (13)–(18).

Расчеты на ЭВМ составляющих поля скоростей движения воды показывают, что при малой скорости v_0 и достаточно больших значениях параметров t и T_0 ($t > T_0$) движение воды в водоеме становится квазистационарным, т. е. составляющие скорости практически не зависят от времени t . Вблизи вертикальной грани $x = 0$ имеется ламинарный пограничный слой. В связи с этим вертикальная составляющая поля скоростей $V_z(x, z, t)$ в непосредственной близости от этой грани пересчитывается и уточняется в соответствии с теорией пограничного слоя.

Для вычисления толщины ламинарного слоя и распределения вертикальной скорости по толщине использован метод последовательных приближений [7]. Согласно указанному методу при обтекании плоскости с постоянной скоростью U толщина ламинарного пограничного слоя $\delta(z)$ вычисляется по следующей приближенной формуле:

$$\delta(z) = 4 \sqrt{\frac{\nu(H-z)}{|U|}}, \tag{38}$$

где ν — кинематический коэффициент вязкости воды; U — скорость обтекания боковой грани водоема, на которой устроено водозаборное окно.

Среднее значение толщины ламинарного пограничного слоя в пределах (z_0, H) равно

$$\bar{\delta} = \frac{8}{3} \sqrt{\frac{\nu(H - z_0)}{|U|}}.$$

Среднее значение скорости обтекания вертикальной грани $x = 0$ вычисляется методом последовательных приближений с помощью формулы (16) для $V_z(x, z, t)$. В первом приближении в качестве U взято среднее значение вертикальной скорости $V_z(0, z, t)$:

$$U_1 = \frac{1}{H - z_0} \int_{z_0}^H V_z(0, z, t) dz.$$

Следующие приближения толщины $\bar{\delta}$ получаются с применением рекуррентных формул

$$U_{k+1} = \frac{1}{H - z_0} \int_{z_0}^H V_z(\bar{\delta}_k, z, t) dz,$$

$$\bar{\delta}_{k+1} = \frac{8}{3} \sqrt{\frac{\nu(H - z_0)}{|U_k|}}, \quad k = 1, 2, \dots$$

Результаты вычислительных экспериментов на компьютере показывают, что рекуррентная последовательность вычисления $\bar{\delta}$ быстро стабилизируется: достаточно сделать 2–3 приближения.

В ламинарном пограничном слое вертикальная составляющая поля скоростей перераспределяется и имеет вид

$$V_z^* = \begin{cases} U_k \frac{x}{\bar{\delta}} & \text{при } 0 \leq x \leq \bar{\delta}, \\ V_z(x, z) & \text{при } x > \bar{\delta}. \end{cases}$$

3. Вычисление толщины подсасываемого окном донного слоя воды

При известном распределении поля скоростей движения воды можно поставить задачу Коши для дифференциального уравнения линий тока, приходящих к верхней кромке водозаборного окна:

$$\frac{dz(x)}{dx} = \frac{V_z^*(x, z)}{dx}, \tag{19}$$

$$z(x)|_{x=0} = z_0. \tag{20}$$

Нелинейное дифференциальное уравнение (19) первого порядка с начальным условием (20) решена конечно-разностным методом Эйлера. Разностное уравнение имеет следующий вид:

$$z_{k+1} \approx z_k + \frac{V_z^*(x_k, z_k)}{V_x(x_k, z_k)} \Delta x, \quad x_{k+1} = x_k + \Delta x, \quad x_0 = 0.$$

Здесь $V_x(0, z_0) = -v_0$, z_0 — вертикальная координата верхней кромки окна.

На рис. 3 представлены графики линий тока, приходящих к верхней кромке водозаборного окна при разных значениях его высоты и двух значениях скорости водозабора через окно: $v_0 = 0.04$ и 0.06 м/с. Остальным входным параметрам придавались следующие значения: $H = 10$ м, $\rho_1 = 998$ кг/м³, $\rho_2 = 1000$ кг/м³, $L = 40$ м.

На рис. 4 представлены графики зависимости толщины подсосываемого донного слоя воды от плотностного числа Фруда и высоты водозаборного окна при глубине воды в водоеме, равной 10 и 5 м. Здесь же нанесен график зависимости толщины подсосываемого окном слоя воды от плотностного числа Фруда согласно строительным нормам и правилам и [1–3]. Как видно из графиков, толщина подсосываемого донного слоя существенно зависит как от плотностного числа Фруда, так и от высоты водозаборного окна. Например (рис. 4, б), при одном и том же значении плотностного числа Фруда $Fr = 0.025$ и двух разных значениях высоты окна $a = 0.2$ и 0.5 м толщина подса-

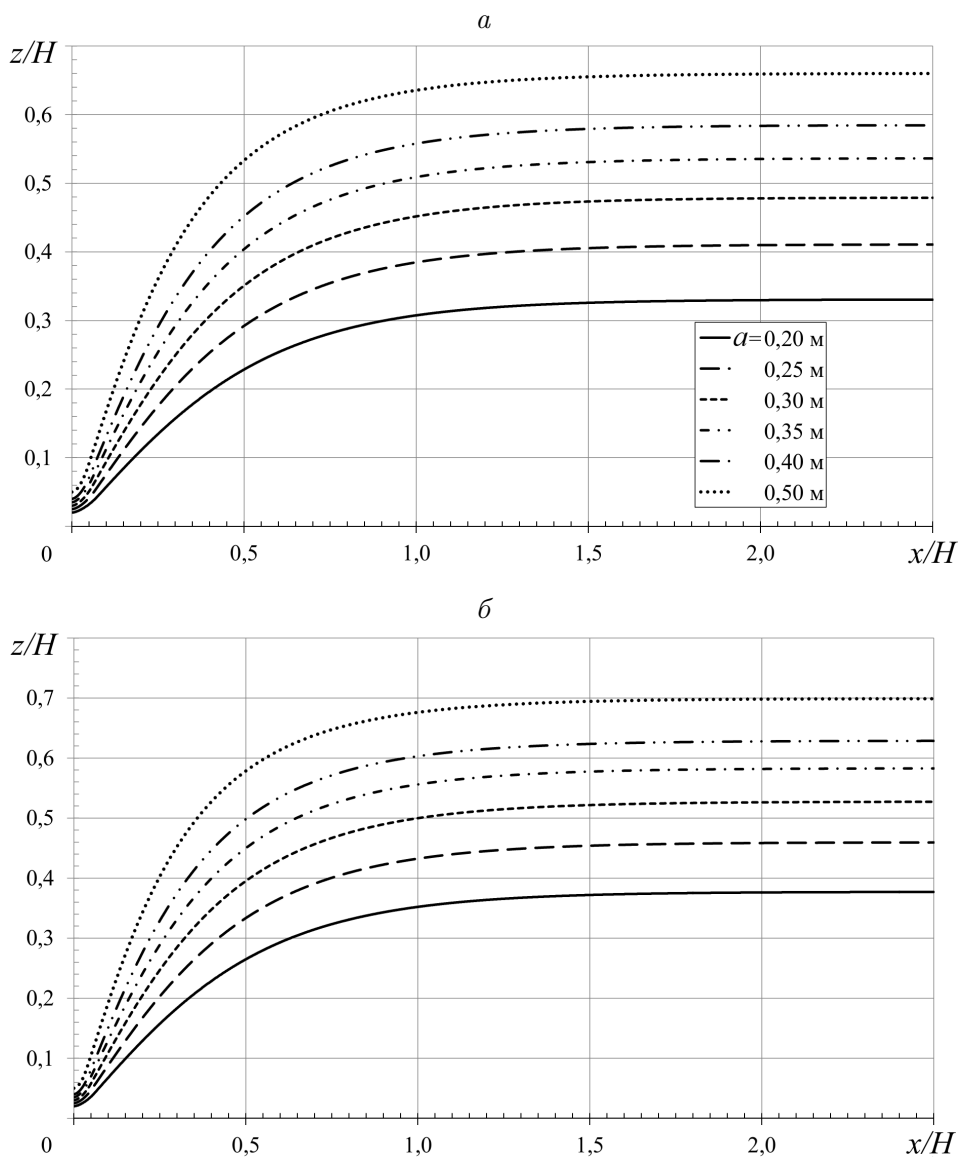


Рис. 3. Графики линий тока, приходящих к верхней кромке водозаборного окна, при разных значениях высоты водозаборного окна, $H = 10$ м: $v_0 = 0.04$ м/с, $Fr = 0.09$ (а) и $L = 10$ м, $v_0 = 0.06$ м/с, $Fr = 0.135$ (б)

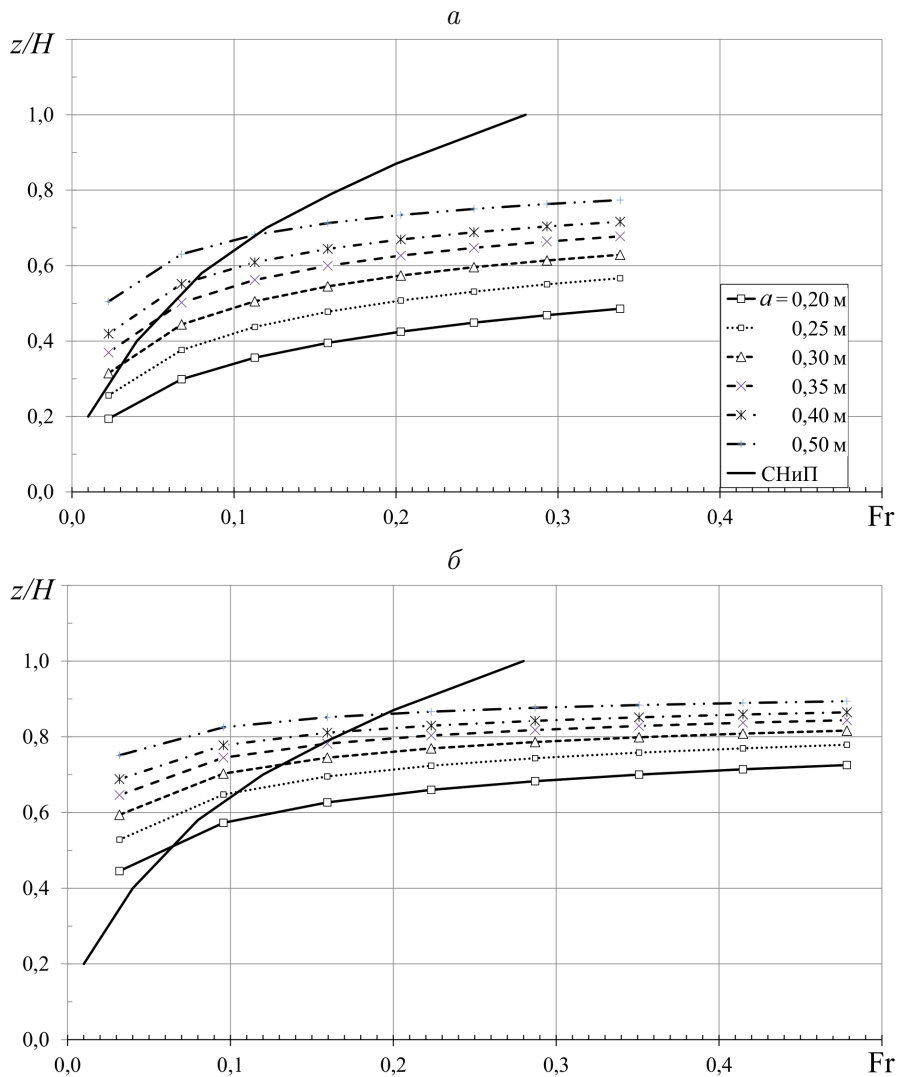


Рис. 4. Графики зависимости относительной толщины подсасываемого донного слоя воды от плотностного числа Фруда и высоты водозаборного окна при $L = 40$ м и глубине водоема $H = 10$ м (а) и $H = 5$ м (б)

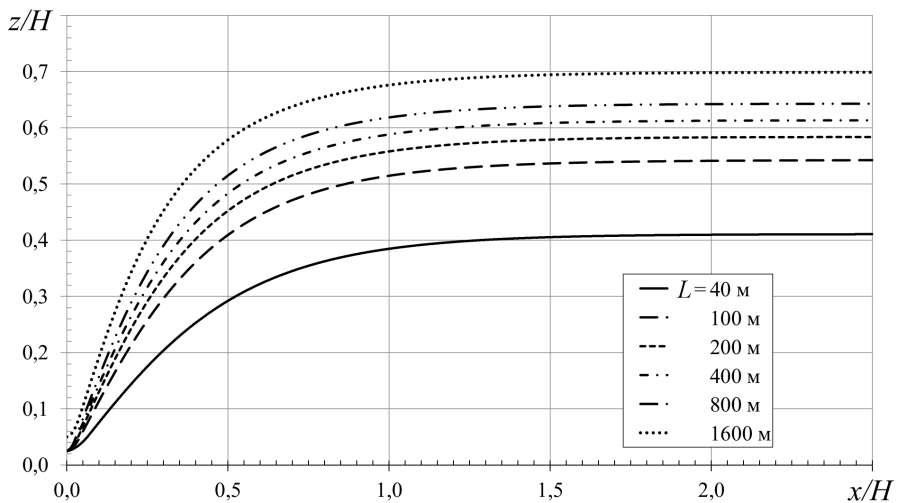


Рис. 5. Графики линий тока, приходящих к верхней кромке водозаборного окна, при разных значениях длины водоема. $H = 10$ м, $a = 0.25$ м, $v_0 = 0.04$ м/с, $Fr = 0.09$

сываемых слоев воды равна $z = 0.45H$ и $z = 0.77H$ соответственно, разница составляет более чем 71 %. Согласно СНиП $z = 0.27H$, и это значение отличается от $z = 0.77H$ в 2.8 раза.

На рис. 5 представлены графики линий тока, приходящих к верхней кромке водозаборного окна, при разных значениях длины водоема L .

Заключение

На основе сопоставления результатов расчетов, полученных разработанным гидродинамическим методом и существующим гидравлическим методом [1–3], можно сделать следующие выводы и заключения:

1. В гидравлическом методе расчета установлен только закон зависимости толщины подсосываемого донного слоя воды от плотностного числа Фруда и не установлен закон ее зависимости от высоты водозаборного окна и длины водоема.

2. В приведенном в статье гидродинамическом методе расчета селективного водозаборного процесса установлена зависимость толщины подсосывающего окном донного слоя воды как от плотностного числа Фруда, так и от высоты водозаборного окна и длины водоема.

3. В связи с вышеуказанным недостатком гидравлического метода расчета для водоемов, характеризующихся непрерывной по глубине плотностной стратификацией, расчеты и проектирование селективных водозаборных устройств целесообразно выполнять разработанным гидродинамическим методом.

Список литературы / References

- [1] Справочник по гидравлике / Под ред. В.А. Большакова. Киев: Вища школа, 1977. 279 с.
Reference book on hydraulics / V.A. Bolshakov. (Ed.) Kiev: Vyshcha Shkola, 1977. 279 p. (In Russ.)
- [2] **Аверкиев А.Г., Макаров И.И., Синотин В.И.** Бесплотинные водозаборные сооружения. М.; Л.: Энергия, 1969. 164 с.
Averkiev, A.G., Makarov, I.I., Sinotin, V.I. Water intake structures without dam. M.; L.: Energiya, 1969. 164 p. (In Russ.)
- [3] **Соколов А.С., Макаров И.И., Кравец В.И., Филиппова З.Р.** Методические указания по технологическим расчетам водоемов-охладителей. СПб.: ВНИИГ, 2003. 116 с.
Sokolov, A.S., Makarov, I.I., Kravets, V.I., Filippova, Z.R. Guidance on technological calculations of water coolers. Saint-Petersburg: VNIIG, 2003. 116 p. (In Russ.)
- [4] **Белолипецкий В.М., Костюк В.Ю., Шокин Ю.И.** Математическое моделирование течений стратифицированной жидкости. Новосибирск: Наука, Сиб. отд-ние, 1991. 176 с.
Belolipetskiy, V.M., Kostyuk, V.Yu., Ershov, Yu.I. Mathematical modeling of stratified fluid flows. Novosibirsk: Nauka, Sib. otd-nie, 1991. 176 p. (In Russ.)
- [5] **Музаев И.Д., Харебов К.С., Музаев Н.И.** Математическая модель, алгоритм и программа для проектирования селективных водозаборных систем // Изв. вузов. Северо-Кавказский регион. Техн. науки. 2016. № 1. С. 84–90.
Muzaev, I.D., Kharebov, C.S., Muzaev, N.I. Mathematical model, algorithm and the code for the selective water-intake systems design // Univ. News. North-Caucasian Region. Techn. Sci. Ser. 2016. No. 1. P. 84–90. (In Russ.)

- [6] Музаев И.Д., Харебов К.С., Музаев Н.И. Теоретические положения автоматизации проектирования селективных водозаборных устройств // Вычисл. технологии. 2016. Т. 21, № 4. С. 99–110.
Muzaev, I.D., Kharebov, C.S., Muzaev, N.I. Automation of theoretical design for selective water intake devices // Comput. Technologies. 2016. Vol. 21, No. 4. P. 99–110. (In Russ.)
- [7] Гинзбург И.П. Теория сопротивления и теплопередачи. Л.: Изд-во Ленингр. ун-та, 1970. 378 с.
Ginzburg, I.P. Theory of resistance and heat transfer. L.: Izd-vo Leningr. un-ta, 1970. 378 p. (In Russ.)

Поступила в редакцию 17 апреля 2017 г.

Development of hydrodynamic calculation method for selective water intake process in the reservoir with continuous density stratification along the entire depth

MUZAEV, ILLARION D.^{1,2*}, KHAREBOV, KONSTANTIN S.¹, MUZAEV, NOUGZAR I.¹

¹Geophysical Institute of Vladikavkaz Scientific Center RAS, Vladikavkaz, 362002, Russia

²Vladikavkaz Branch of the Financial University under the Government of the RF, Vladikavkaz, 362002, Russia

*Corresponding author: Muzaev, Illarion D., e-mail: illarion.muzaev@yandex.ru

The purpose of this work is to develop the hydrodynamic calculation method for selective water-intake process applied to the problem of water supply to industrial enterprises, including thermal and atomic power stations using the reservoirs with the continuous density stratification. In the method of solving the problem, the variation of density along the depth is approximated by an exponential function. The water is taken through a window arranged on the side of the water body. The boundary value problem for the linear theory of surface gravity waves of small amplitude in an ideal incompressible and inhomogeneous fluid is used as a mathematical model of the water intake process.

As a result, a set of calculation formulas has been obtained that allows solving the problem of water supply to industrial enterprises, including thermal and nuclear power stations, from water bodies with a continuous density stratification along the depth. Computational experiments have been performed, the results of which are given in the form of graphs of the dependence of the thickness of the bottom layer of water sucking the window on the density Froude number and on the height of the water intake window. The following conclusions are made on the basis of the comparison of the developed hydrodynamic calculation method compared with the existing hydraulic method:

1. In the existing hydraulic method of calculation, only the law of the dependence of the thickness of the suction ground layer of water on the density Froude number is described, however the nature of its dependence on the height of the water intake window is not established.

2. In the hydrodynamic calculation method of selective water-intake process developed in the article, the law of the dependence of the sucking through the window water ground layer thickness both on the density Froude number and on the height of water-intake window is established.

3. In connection with the aforementioned deficiency of the hydraulic calculation method, in reservoirs characterized by a continuous density stratification in depth, calculations and design of selective water intake devices should be carried out according to the hydrodynamic method developed in the article.

Keywords: selective water intake process, stratified water reservoir, density Froude number, irrotational water movement, velocity potential, empirical formulas, water intake device.

Received 17 April 2017