4) Осознание типов формируемых понятий (формально-логические, теоретические, эмпирические и т.д.) существенно усиливает понятийный потенциал данного подхода.

5) Поэтапное формирование понятия о «задаче», понятия о методе научного исследования и общем методе решения задач. Эта гносеологическая и методологическая задача, основной целью которой является вооружение студентов метазнаниями (знания о структуре и сущности научного знания). Кроме того, она позволяет студентам глубже проникать в суть и овладевать сложными интегративными понятиями, разбираться в структуре любой задачи и метода, в структуре ее решения, что является одними из главных оснований для формирования умения решать задачи, снимает страх перед задачей, так как студенты ясно видят всю структуру своей предстоящей деятельности.

6) Работа с таблицами, графами, графиками, схемами представленная в форме задач на усвоение объема физических понятий и связей между ними.

7) Вывод формул и законов в виде научных задач и задач с политехническим содержанием нацеливает на усиление самостоятельности, осознанности и систематичности деятельности и мышления студента.

8) Использование обобщенного алгоритма решения задач Н. Н. Тулькибаевой задач (с технологически инвариантными действиями и методически вариативными операциями) как задачи обобщенного характера [Тулькибаева 2000], направленной на закрепление в сознании студентов структуры деятельности по решению задач, позволяет повысить интерес к процессу решения физических задач, способствует активизации и стимулированию субъективной рефлексии.

9) Осуществление междисциплинарных связей между всеми естественнонаучными, а также и профессиональными дисциплинами, с использованием задач межпредметного характера и проблемных познавательных задач, направленных на интеграцию научных знаний и развитие интегративных умений. Такой подход позволяет наиболее эффективно осуществлять реализацию целей и задач курса физики.

10) Уровневая дифференциация вопросов лабораторной работы, направлена на совершенствование в рефлексивном управлении оперативной обратной связи и т.д.

Отметим, что, не изменяя содержания программного фактологического учебного материала, мы только вводим в его контексте в содержание обучения новые для студентов «метазнания» в виде обозначенных выше рефлексивных задач. Эти задачи направлены на повышение эффективности использования всей системы учебных задач как дидактического средства стимулирования, организации деятельности, контроля и самоконтроля познавательной деятельности. Они направлены на выделение различных связей и отношений между компонентами знаний, помогают обобщать и систематизировать знания, схематизировать изученные способы решения задач и приемы организации действий, вырабатывать различные критерии и правила, на основе которых можно регулировать и осуществлять собственную учебную деятельность (рефлексивное управление понятийно-деятельностного плана).

Совершенствуя приемы и методы активизации индивидуального рефлексивного управления процессом развития интегративных умений у студентов в решении любых задач, в частности рефлексивных, мы способствуем развитию у студентов профессионального понятийно-деятельностного рефлексирующего мышления, руководствуясь при этом идеями непрерывного развивающего образования.

Список использованной литературы

1. **Гранатов Г. Г.** Концепция дополнительности в философии образования и развития человека: Монография. - Магнитогорск: МаГУ, 2008. - 230 с.
2. **Панова Л. П.** Сущность рефлексивно-деятельностной методики формирования у студентов интегративного умения решать задачи: Методические рекомендации. - Магнитогорск: МаГУ, 2007. - 29 с.
3. **Тулькибаева Н. Н.** Теория и практика обучения учащихся решению задач: Монография. - Челябинск: Изд-во ЧГПУ, 2000. - 239 с.
4. **Усова А. В.** Формирование у школьников научных понятий в процессе обучения. - М.: Педагогика, 1986. - 176 с.

ЛИНЕЙНЫЕ УРАВНЕНИЯ ДЛЯ ВОЛН В ЖИДКОСТИ

Пыркова О. А.
ГОУ ВПО «Московский физико-технический институт (государственный университет)»

Среда, в которой по вертикальному направлению действует сила тяжести, по этому же направлению изменяется величина плотности, называется **стратифицированной.** Окружающая нас атмосфера и океан - стратифицированные среды.

Будем рассматривать волны в стратифицированной жидкости, в так называемом **линейном приближении**, когда волны распространяются независимо друг от друга. Так как в линейной волновой модели большинство типов колебаний являются несвязанными, то их можно классифицировать и изучать отдельно.

Получим линейные уравнения для волн в жидкости и в дальнейшем рассмотрим волны, обусловленные действием силы тяжести, - **гравитационные** волны. Это, прежде всего гравитационные поверхностные волны, возникающие на свободной поверхности жидкости, например поверхности океана. К гравитационным также относятся и **внутренние** волны, возникающие на резких или размытых границах разделе в толще жидкости, которые мы и будем рассматривать в следующих работах.

Гравитационные волны возникают благодаря возвращающему действию силы тяжести на частицы воды, смещенные относительно равновесных уровней, какими могут быть свободная поверхность или внутренняя геопотенциальная поверхность в стратифицировванной жидкости.

Кроме того, на любой поверхности контакта двух различных жидкостей (например, воды и воздуха) возвращающей силой является сила поверхностного натяжения, которая порождает высокочастотные короткие капиллярные волны. Со сжимаемостью связано существование звуковых волн. С вращением связана сила Кориолиса, действующая под прямым углом к вектору скорости и являющаяся причиной возникновения инерционных или гироскопических волн. Наконец, изменение равновесной потенциальной завихренности, связанные с изменением глубины или географической широты, порождают очень медленные крупномасштабные колебания, называемые планетарными волнами или волнами Россби.

Эти пять основных типов океанических волн (гравитационные, капиллярные, звуковые, инерционные и планетарные) обычно наблюдаются вместе, поскольку пять основных возвращающих сил, действующих одновременно, являются причиной более сложных смешанных типов колебаний. Относительный вклад каждой возвращающей силы в каком-либо частном случае зависит от свойств среды, геометрии бассейна, частоты и длины волны колебаний. Все эти волны являются не только теоретически возможными, но и существуют в океане реально, в чем легко убедиться, взглянув на результаты наблюдений.

Исчерпывающий обзор данных, касающихся волн, мог бы скорее затуманить, чем прояснить вопрос.

В спектре океанических волн наиболее известными и широко изученными являются довольно короткие ветровые гравитационные волны, которые в нашем представлении связаны с морской болезнью, эрозией берега и художественными морскими пейзажами. Непосвященный наблюдатель обычно не подозревает о существовании других типов волн, которые возможно менее заметны, но в равной мере важны в динамике океана. Внутренность океана не спокойнее, чем его поверхность.

Итак, полная замкнутая система уравнений

$$\frac{\partial \rho}{\partial t}+\nabla\left(\rho\vec{v}\right)=0, \tag{1}$$

$$\frac{d\vec{v}}{dt}=\frac{\partial\vec{v}}{\partial t}+\left(\vec{v}\nabla\right)\vec{v}=-\frac{\nabla p}{\rho}+\vec{f}, \tag{2}$$

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{p}{\rho^{\gamma}}\right)=0 \tag{3}$$

называется системой уравнений гидродинамики идеальной жидкости.

ЗАМЕЧАНИЕ 1. Для решения конкретных задач к уравнениям гидродинамики нужно добавить соответствующие граничные условия.

ЗАМЕЧАНИЕ 2. Если жидкость вязкая, то происходит вязкая диссипация энергии (выделяется тепло). Условие адиабатичности нарушается, и жидкость нельзя считать баротропной.

Но величина диссипирующей в тепло энергии пропорциональна числу Маха $\left(M=\dfrac{U}{c}\right)$ в квадрате, поэтому отклонением от условий адиабатичности (выделением тепла) можно пренебречь, так как число Маха мало:

скорость потока $U=10 м/сек$ (в воде, в воздухе),

скорость звука $c=330 м/сек$ (в воздухе) $c=1200 м/сек$ (в воде),

$$\left.\begin{array}{l} M_{воздуха}=\dfrac{10}{330}=\dfrac{1}{33}\approx 0,03 \\ M_{воды}=\dfrac{10}{1200}\approx 0,01 \end{array}\right]$$

, следовательно $M^2\le 0,0009<0.001$, т.е. $M^2<<1$ и им можно пренебречь.

Важным обстоятельством при исследовании волновых движений в жидкости является нелинейность уравнений гидродинамики (1) - (3), так что точная теория волн в жидкости будет *нелинейной* теорией. Это приведет к влиянию одних волновых процессов на другие (*взаимодействие волн*) и к значительному усложнению процесса распространения волн каждого отдельного вида. Однако если ❶ возмущения жидкости, вызываемые волнами, в некотором смысле малы, то ❷ уравнения гидродинамики могут быть линеаризованы относительно этих уравнений. При этом теория волн в жидкости становится линейной и ❸ вступит в силу принцип суперпозиции (волны распространяются независимо друг от друга). Мы будем рассматривать волны в жидкости в так называемом *линейном приближении*, когда волны распространяются независимо друг от друга.

Линеаризованных задач решено весьма много. Достаточно хороши и могут характеризовать работы А. А. Дородницына [1, 2, 3], Лира [6], Скорера [7], Кинея [8], Корби [9]. Анализ этих работ показал их внутреннюю противоречивость, так как, как правило, возмущения, получаемые при решении этих задач, нельзя от нести к бесконечно малым, в особенности, если говорить о возмущениях скорости. Что подтверждается результатами работ (Табл. 1) Дородницына А. А. [1,3], Лира [6], Скорера [7].

Табл. 1

Работа	Максимальное смещение линии тока от равновесного состояния, *км*	Максимальная высота горы, *км*	Значения возмущения скорости
[1]	~ 0,6	0,3	-
[3]	~ 0,5	0,25	$u' \approx \overline{u}$
[6]	~ 0,5	~ 0,6	$w' \approx 3\overline{u}$
[7]	~ 0,6	~ 0,5	$u' \approx 3\overline{u}$

ПРИМЕЧАНИЕ. Далее будут использоваться обозначения u и w - для горизонтальной и вертикальной компонент скорости соответственно.

Этот главный недостаток линеаризованных исследований заставляет искать пути решения, в которых не используется метод возмущений для линеаризации исходных уравнений. Эти задачи получили название нелинейных. Мы ими заниматься не будем.

Вместе с тем при обсуждении линеаризованных задач нельзя не отметить следующие обстоятельства.

Во-первых, эти задачи качественно неплохо объясняют многие особенности рассматриваемого явления. Тем самым они были и остаются до сих пор полезными.

Во-вторых, на пути использования именно метода возмущений можно построить и проанализировать универсальную математическую модель, учитывающую в рамках линеаризированного подхода все факторы явления. Наконец, в-третьих, эти задачи позволили апробировать все пока известные постановки граничных условий.

Линеаризованные задачи показали также, что в обсуждаемом явлении очень большое значение имеет условие отсутствия возмущений в набегающем потоке.

В уравнениях гидродинамики (1) - (3) будем считать, что возмущенные значения скорости $\vec{v}(u,v,w)$, давления p и плотности ρ мало отличаются от их равновесных значений $\vec{U}(U_0,0,0)$, p_0 и ρ_0 соответственно.

Полагаем $u = U_0 + u'$,

$v = \quad v'$,

$w = \quad w'$,

$p = p_0 + p'$,

$\rho = \rho_0 + \rho'$.

После этого преобразуем уравнения (1) - (3), сохраняя лишь линейные по $\vec{v}'(u',v',w')$, p' и ρ' слагаемые, пренебрегая произведениями всех параметров возмущения $\vec{v}'(u',v',w')$, p' и ρ' (*линеаризация уравнений*).

Рассматриваем стационарный случай.

◘ Для состояния равновесия ($x = -\infty$, перед телом) имеем уравнения гидростатики:

$$u = U_0;$$
$$v = w = 0; \qquad (4)$$
$$\frac{dp_0}{dz} = -g\rho_0(z).$$

⊙ ①Нелинейное слагаемое $\nabla(\rho\vec{v})$ в уравнении неразрывности преобразуется следующим образом **(** $\rho_0 = \rho_0(z)$, $\rho' = \rho'(x,y,z)$ **):**

$$\nabla(\rho\vec{v}) = \nabla\left[(\rho_0+\rho')\vec{v}\right] = \nabla(\rho_0+\rho')\vec{v} + (\rho_0+\rho')\nabla\vec{v} =$$

$$= \begin{pmatrix} \dfrac{\partial\rho'}{\partial x} \\ \dfrac{\partial\rho'}{\partial y} \\ \dfrac{\partial(\rho_0+\rho')}{\partial z} \end{pmatrix} \cdot \vec{v} + (\rho_0+\rho')\left(\frac{\partial(U_0+u')}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z}\right) =$$

$$= \frac{\partial \rho'}{\partial x}\left(U_0 + u'\right) + \frac{\partial \rho'}{\partial y} v' + \frac{\partial\left(\rho_0 + \rho'\right)}{\partial z} w' + \left(\rho_0 + \rho'\right)\left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z}\right) =$$

$$= \frac{\partial \rho'}{\partial x} U_0 + \frac{\partial \rho'}{\partial x} u' + \frac{\partial \rho'}{\partial y} v' + \frac{\partial \rho_0}{\partial z} w' + \frac{\partial \rho'}{\partial z} w' + \rho_0\left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z}\right) +$$

$$+ \rho'\left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z}\right) =$$

$$\cong \frac{\partial \rho'}{\partial x} U_0 + \frac{\partial \rho_0}{\partial z} w' + \rho_0\left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} + \frac{\partial w'}{\partial z}\right) = \frac{\partial \rho'}{\partial x} U_0 + \frac{\partial \rho_0}{\partial z} w' + \rho_0 \nabla \vec{v}' .$$

Таким образом, в стационарном случае $\left(\frac{\partial}{\partial t}\xi = 0, \quad \xi = u, v, w, p, \rho\right)$ линеаризованное уравнение неразрывности имеет вид

$$\frac{\partial \rho'}{\partial x} U_0 + \frac{\partial \rho_0}{\partial z} w' + \rho_0 \nabla \vec{v}' = 0 \tag{5}$$

② При линеаризации нелинейное слагаемое $\left(\vec{v}\nabla\right)\vec{v}$ в уравнении Эйлера заменяется на $U_0 \frac{\partial}{\partial x}\vec{v}'$:

$$\left(\vec{v}\,\nabla\right)\vec{v} = \left(\left(U_0 + u'\right)\frac{\partial}{\partial x} + v'\frac{\partial}{\partial y} + w'\frac{\partial}{\partial z}\right)\begin{pmatrix} U_0 + u' \\ v' \\ w' \end{pmatrix} =$$

$$= \left(\left(U_0 + u'\right)\frac{\partial}{\partial x} + v'\frac{\partial}{\partial y} + w'\frac{\partial}{\partial z}\right)\begin{pmatrix} u' \\ v' \\ w' \end{pmatrix} =$$

$$= U_0 \frac{\partial}{\partial x}\begin{pmatrix} u' \\ v' \\ w' \end{pmatrix} + \left(u'\frac{\partial}{\partial x} + v'\frac{\partial}{\partial y} + w'\frac{\partial}{\partial z}\right)\begin{pmatrix} u' \\ v' \\ w' \end{pmatrix} = U_0 \frac{\partial}{\partial x}\vec{v}' .$$

③ Слагаемое $\frac{\nabla p}{\rho}$ преобразуется следующим образом:

$$\frac{\nabla p}{\rho} = \frac{\nabla\left(p_0 + p'\right)}{\rho_0 + \rho'} = \frac{\nabla p_0 + \nabla p'}{\rho_0\left(1 + \frac{\rho'}{\rho_0}\right)} \cong \frac{\nabla p_0 + \nabla p'}{\rho_0}\left(1 - \frac{\rho'}{\rho_0}\right) =$$

$$= \frac{\nabla p_0}{\rho_0}\left(1 - \frac{\rho'}{\rho_0}\right) + \frac{\nabla p'}{\rho_0}\left(1 - \frac{\rho'}{\rho_0}\right) = \frac{\nabla p_0}{\rho_0} + \frac{\nabla p'}{\rho_0} - \frac{\nabla p_0}{\rho_0}\frac{\rho'}{\rho_0} - \frac{\nabla p'}{\rho_0}\frac{\rho'}{\rho_0} =$$

$= \frac{\nabla p_0}{\rho_0} + \frac{\nabla p'}{\rho_0} - \frac{\nabla p_0}{\rho_0}\frac{\rho'}{\rho_0} =$ (но так как $p_0 = p_0\left(z\right)$, то согласно уравнению гидростатики (4) $\frac{\nabla p_0}{\rho_0} = \frac{d\,p_0}{d\,z} = -g\rho_0\left(z\right) = -g\rho_0\left(z\right)\nabla z$) $= -g\nabla z + \frac{\nabla p'}{\rho_0} - \frac{\nabla p_0}{\rho_0}\frac{\rho'}{\rho_0}$.

И уравнения Эйлера (2) принимают вид:

$$U_0 \frac{\partial}{\partial x}\vec{v}' = g\nabla z - \frac{\nabla p'}{\rho_0} + \frac{\nabla p_0}{\rho_0}\frac{\rho'}{\rho_0} + \vec{f} .$$

④ В качестве силы, действующей на частицу жидкости, мы должны обязательно включить силу тяжести, направленную вертикально вниз $-g\nabla z$. Обозначая остальные действующие на частицу силы через $\vec{f}_*$, получаем $\vec{f} = -g\nabla z + \vec{f}_*$.

⑤ И окончательно, учитывая уравнение гидростатики (4) $\left(\nabla p_0 = -g\rho_0(z)\nabla z\right)$, то есть $\frac{\nabla p_0}{\rho_0}\frac{\rho'}{\rho_0} = -g\frac{\rho'}{\rho_0}\nabla z$, получаем:

$$U_0\frac{\partial}{\partial x}\vec{v}' + \frac{\nabla p'}{\rho_0} + g\frac{\rho'}{\rho_0}\nabla z = \vec{f}_* \qquad (6)$$

⑥ При линеаризации уравнения состояния (3) учитываем, что

$$\frac{p}{\rho^\gamma} = \frac{p_0 + p'}{(\rho_0+\rho')^\gamma} = \frac{p_0\left(1+\frac{p'}{p_0}\right)}{\rho_0^\gamma\left(1+\frac{\rho'}{\rho_0}\right)^\gamma} \cong \frac{p_0}{\rho_0^\gamma}\left(1+\frac{p'}{p_0}\right)\left(1-\gamma\frac{\rho'}{\rho_0}\right) \cong \frac{p_0}{\rho_0^\gamma}\left(1+\frac{p'}{p_0}-\gamma\frac{\rho'}{\rho_0}\right).$$

То есть, уравнение состояния (3) принимает вид

$$\frac{d}{dt}\frac{p_0}{\rho_0^\gamma}\left(1+\frac{p'}{p_0}-\gamma\frac{\rho'}{\rho_0}\right).$$

⑦ Вспоминая, что в эйлеровых координатах $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \left(\vec{v}\,\nabla\right)$, а в стационарном случае $\frac{\partial}{\partial t}\xi = 0$ $\left(\xi = u,\, v,\, w,\, p,\, \rho\right)$, получаем:

$$\left(U_0+u'\right)\frac{\partial}{\partial x}\frac{p_0}{\rho_0^\gamma}\left(1+\frac{p'}{p_0}-\gamma\frac{\rho'}{\rho_0}\right) + v'\frac{\partial}{\partial y}\frac{p_0}{\rho_0^\gamma}\left(1+\frac{p'}{p_0}-\gamma\frac{\rho'}{\rho_0}\right) +$$

$$+ w'\frac{\partial}{\partial z}\frac{p_0}{\rho_0^\gamma}\left(1+\frac{p'}{p_0}-\gamma\frac{\rho'}{\rho_0}\right) \approx$$

$$\approx U_0\frac{\partial}{\partial x}\frac{p_0}{\rho_0^\gamma}\left(1+\frac{p'}{p_0}-\gamma\frac{\rho'}{\rho_0}\right) + w'\frac{\partial}{\partial z}\frac{p_0}{\rho_0^\gamma} = 0.$$

⑧ Так как $p_0 = p_0(z)$ и $\rho_0 = \rho_0(z)$, то

$$U_0\frac{p_0}{\rho_0^\gamma}\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{p'}{p_0}-\gamma\frac{\rho'}{\rho_0}\right) + w'\frac{d}{dz}\frac{p_0}{\rho_0^\gamma} = 0 \qquad (7)$$

⑨ Разделив (7) на $\frac{p_0}{\rho_0^\gamma}$ и учитывая, что $\frac{1}{\xi}\frac{d\xi}{dz} = \frac{d}{dz}\ln\xi$, имеем

$$U_0\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{p'}{p_0}-\gamma\frac{\rho'}{\rho_0}\right) + w'\frac{d}{dz}\ln\frac{p_0}{\rho_0^\gamma} = 0 \qquad (8)$$

Умножая теперь(8) на $\frac{\rho_0}{\gamma}$, получаем

$$U_0\frac{\rho_0}{\gamma p_0}\frac{\partial}{\partial x}p' - U_0\frac{\partial}{\partial x}\rho' + \rho_0 w'\frac{1}{\gamma}\frac{d}{dz}\ln\frac{p_0}{\rho_0^\gamma} = 0.$$

Для удобства и краткости записи вводим обозначение $\vartheta = \left(\frac{p_0}{\rho_0^\gamma}\right)^\gamma$. Тогда $\frac{1}{\gamma}\frac{d}{dz}\ln\frac{p_0}{\rho_0^\gamma} = \frac{d}{dz}\ln\vartheta$ (см., например [Кочин, Кибель, Розе. Т. I, гл. YIII, § 20]). Окончательно уравнение (3) принимает вид

$$U_0\frac{\rho_0}{\gamma p_0}\frac{\partial p'}{\partial x} - U_0\frac{\partial \rho'}{\partial x} + \rho_0 w'\frac{d}{dz}\ln\vartheta = 0, \text{ где } \vartheta = \frac{p_0^{1/\gamma}}{\rho_0} \qquad (9)$$

Система линейных уравнений (5), (6), (9) пригодна и для газа, и для жидкости.

Из уравнения гидростатики (4) $\left(\frac{d\,p_0}{d\,z}=-g\rho_0\left(z\right)\right)$ легко получить, что $p_0\left(z\right)=p_0\left(0\right)e^{-\rho_0 gz}$.

Тогда

$$\frac{d}{dz}\ln\vartheta=\frac{1}{\gamma}\frac{d}{dz}\ln\frac{p_0}{\rho_0^{\gamma}}=\frac{1}{\gamma\,p_0}\frac{dp_0}{dz}-\frac{1}{\rho_0}\frac{d\rho_0}{dz}=-\frac{\rho_0\,g}{\gamma\,p_0}-\frac{1}{\rho_0}\frac{d\rho_0}{dz}=\ (\text{т.к. } c^2=\left(\frac{\partial\,p}{\partial\,\rho}\right)_s=\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\text{const}\,\rho^{\gamma}\right)$$

$$=\text{const}\,\gamma\rho^{\gamma-1}=\frac{\gamma}{\rho}\text{const}\,\rho^{\gamma}=\frac{\gamma\,p}{\rho}\ )=-\frac{g}{\gamma\,c^2}-\frac{1}{\rho_0}\frac{d\rho_0}{dz}=\frac{N^2}{g}$$

, где $N^2=-g\left(\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dz}+\frac{g}{c^2}\right)$ - так называемая **частота Вяйсяля**.

И окончательно система линейных уравнений (5), (6), (9) принимает вид:

$$\begin{cases}U_0\frac{\partial\,u'}{\partial\,x}+\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial\,p'}{\partial\,x}=f_x\\ U_0\frac{\partial\,v'}{\partial\,x}+\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial\,p'}{\partial\,y}=f_y\\ U_0\frac{\partial\,w'}{\partial\,x}+\frac{1}{\rho_0}\frac{\partial\,p'}{\partial\,z}+g\frac{\rho'}{\rho_0}=f_z\\ \\ U_0\frac{\partial\,\rho'}{\partial\,x}+w'\frac{d\rho_0}{d\,z}+\rho_0\left(\frac{\partial\,u'}{\partial\,x}+\frac{\partial\,v'}{\partial\,y}+\frac{\partial\,w'}{\partial\,z}\right)=0\\ U_0\frac{\rho_0}{\gamma\,p_0}\frac{\partial\,p'}{\partial\,x}-U_0\frac{\partial\,\rho'}{\partial\,x}+\frac{\rho_0 w'}{g}N^2=0\end{cases}\qquad(10)$$

В заключение отметим, что в дальнейшем будут использоваться следующие упрощения:

❶ среда несжимаемая;

❷ адиабатичность;

❸ приближение Буссинеска.

Список использованной литературы

1. **Дородницын А. А.** Возмущения воздушного потока, вызываемые неровностями Земли // Труды ГГО. – 1938. – Вып. 23(6). – С. 3-17.
2. **Дородницын А. А.** Некоторые задачи обтекания неровности поверхности Земли воздушным потоком // Труды ГГО. – 1940. - Вып. 31. – С. 3-41.
3. **Дородницын А. А.** Влияние рельефа земной поверхности на воздушные течения // Труды ЦИП. – 1950. - Вып. 21(48). – С. 3-25.
4. **Кочин Н. Е., Кибель И. А., Розе Н. В.** Теоретическая гидромеханика. - М.: ГИФМЛ, 1963.
5. **Пыркова О. А.** О возможности приближенного учета действия вязкости в плоской задаче обтекания цилиндра в полупространстве потоком стратифицированной жидкости // Некоторые проблемы современной математики и их приложения к задачам физики и механики: Междувед. сб. МФТИ. - М., 1995. - С. 154-165.
6. **Lyra G.** Theorie der stationӓren Leewellenstromung in freien Atmosphӓre // Math. Und Mech. – 1943. - № 23. - H. 1. – Ss. 1-28.
7. **Scorer R. S.** Theory of Waves in the Lee of Mountaines // Quart. Journ. of the Roy. Met. Soc. – 1949. - № 323. – Pp. 41-56.
8. **Quenly P., Corby G., Gerbier N., Koschhmieder H., Zierep I.** The Airflow over Mountains // Word Meteorological Organization. – 1960. - № 34.
9. **Corby G. A.** The Airflow over Mountains // Quart. Journ. of the Roy. Met. Soc. – 1954. - № 346. – Pp. 491-521.

ПРОБЛЕМА РЕГЛАМЕНТАЦИИ ВРЕМЕННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК БИЗНЕС-ПРОЦЕССОВ В СФЕРЕ ИНФОРМАЦИОННЫХ ТЕХНОЛОГИЙ

Разыграев С. В.

Российский государственный университет туризма и сервиса

Введение

За последние десятилетия информационные технологии (ИТ) оказали большое влияние на бизнес-процессы. Появление персональных компьютеров, локальных сетей, технологии клиент-сервер и Интернета позволило организациям быстрее выводить на рынок свои продукты и услуги. Данные разработки возвести-