

Расчет распада произвольного разрыва в двухскоростном потоке с несжимаемыми компонентами

*Б.Л. Канцырев <Boris.Kantsyrev@mail.ru>
Институт Океанологии им. П.П.Ширшова,
Россия, Москва, Нахимовский просп.36*

Аннотация. Представлен анализ влияния вида пульсационных слагаемых в системе осредненных уравнений гидродинамики пузырькового потока с несжимаемыми фазами на волновые свойства модели. Получены соотношения, определяющие решение задачи о распаде произвольного разрыва в газожидкостном пузырьковом потоке с несжимаемыми компонентами.

Ключевые слова: пульсационные слагаемые; характеристика; автомодельное решение; решение Римана; распад произвольного разрыва.

1. Введение

В настоящее время в литературе уже устоялись представления о виде системы уравнений двухскоростного движения гетерогенных сред, о структуре слагаемых, входящих в неё. Однако установление соотношений, которые определяют вид коэффициентов при дифференциальных слагаемых, до сих пор представляет собой еще не решенную и актуальную задачу. Действительно, указанными коэффициентами определяется тип и волновые свойства указанной системы. Недостаток информации о коэффициентах часто приводит к ухудшению расчетной модели, несмотря на более детальный учёт межфазных сил и совершаемой ими работы. Поэтому в данной работе рассмотрено получение соотношений, уточняющих коэффициенты при дифференциальных слагаемых в уравнениях импульса и энергии гетерогенного пузырькового потока. Это дает возможность конкретизировать волновые свойства системы осредненных уравнений, т.е. характеристические скорости и автомодельные решения типа центрированной волны и получить решение задачи Римана, необходимое для построения численной схемы, аналогичной схеме С.Годунова [1]. Рассмотрим режим движения с достаточно большими характерными временами, для которых можно пренебречь сжимаемостью фаз, а скорость изменения размера пузырька по порядку величины не превышает

относительной скорости фаз [2, гл.6, §6]. Прежде, чем записать систему уравнений двухскоростного движения газожидкостного потока учтём, что при выводе осреднённых уравнений многофазной гидродинамики получаются дополнительные слагаемые, соответствующие вкладу пульсационных напряжений, аналогичных рейнольдсовым напряжениям в турбулентных потоках. Действительно, в соответствии с [3], (гл 1, §1), систему уравнений гидродинамики для фазы сплошной среды, обозначенной индексом «i» можно представить в виде :

$$\rho_i^{o'} \frac{d_i E_i'}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} \rho_i^{o'} E_i' + \nabla^k \rho_i^{o'} E_i' v_i^k = \nabla^k g_i^k + \rho_i^{o'} f' \quad (1)$$

где

$$E_i' = 1; \quad v_i'; \quad e_i' + \frac{1}{2} (v_i')^2$$

$$g_i^k = 0; \quad \sigma_i^k; \quad \sigma_i^k v_i' - q_i^k$$

$$f' = 0; \quad g_i; \quad g_i v_i'$$

При осреднении каждое из слагаемых в уравнениях заменяется осреднённым. Вводя обозначение для отклонения от среднего значения :

$$\Delta E_i' = E_i' - E_i, \quad (2)$$

можно показать, как это было сделано в ([1], гл 1, §2), что среднее значение

$$\langle \rho_i^{o'} E_i' v_i^k \rangle_i = \langle \rho_i^{o'} \rangle \langle E_i' \rangle \langle v_i^k \rangle + \langle \rho_i^{o'} \Delta E_i' \Delta v_i^k \rangle_i \quad (3)$$

Второе слагаемое в правой части (3) соответствует пульсационным добавкам.

Таким образом, в осреднённой системе уравнений под знаком дифференцирования оказываются не только осреднённые значения переменных, но и пульсационные. Их расчёт в общем случае представляет собой весьма сложную задачу, поэтому в данной работе рассмотрен специальный «ламинарный режим» движения дисперсной смеси. В таком режиме отсутствует хаотичное движение дисперсной фазы, а пульсации скоростей несущей (жидкой) фазы определяются разностью осреднённых скоростей фаз. Как было показано в [4, гл 16], этот режим действительно реализуется при не слишком больших скоростях потоков. В данной работе рассмотрено влияние указанных пульсационных слагаемых кинетической энергии и тензора напряжений несущей фазы на волновые свойства системы уравнений пузырькового потока. Кинетическая энергия мелкомасштабных движений и пульсационная составляющая тензора поверхностных напряжений, соответствующая пространственно одномерному осредненному

уравнению движения жидкой фазы в указанном ламинарном режиме могут быть представлены [3] соответственно в виде;

$$\begin{aligned} k_1 &= 0.5\alpha_2\chi(\alpha_2)v^2 \\ \Pi_1 &= -0.5\alpha_2\psi(\alpha_2)v^2 \end{aligned} \quad (4)$$

где α_2 – объемное газосодержание, u – относительная скорость фаз $u = V_2 - V_1$, V_2 , V_1 – соответственно макроскопические (осредненные) скорости дисперсной и несущей фазы, χ и ψ – т.н. пульсационные коэффициенты, которые являются функциями объемного газосодержания α_2 . При $\alpha_2 > 0$ они рассматриваются, как искомые величины.

2. Система уравнений

Запишем уравнения баланса импульса и энергии для двухфазного потока в целом с учетом сделанных выше предположений.

$$\frac{\partial(\rho_1^* \alpha_1 V_1 + \rho_2^* \alpha_2 V_2)}{\partial t} + \frac{\partial(p_1 \alpha_1 + p_2 \alpha_2 + \rho_1^* \alpha_1 V_1^2 + \rho_2^* \alpha_2 V_2^2 - \rho_1^* \Pi_1)}{\partial z} = F_{\text{ext}} \quad (5)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial\left(\rho_1^* \alpha_1 \left(e_1 + \frac{1}{2} V_1^2 + k_1\right) + \rho_2^* \alpha_2 \left(e_2 + \frac{1}{2} V_2^2\right)\right)}{\partial t} + \\ & + \frac{\partial\left(\rho_1^* \alpha_1 V_1 \left(e_1 + \frac{1}{2} V_1^2 + k_1\right) + \rho_2^* \alpha_2 V_2 \left(e_2 + \frac{1}{2} V_2^2\right) - C_1\right)}{\partial z} = F_{\text{ext}} V \end{aligned} \quad (6)$$

Индекс 1 относится к жидкой (несущей) фазе, а 2- к дисперсной фазе.

В дальнейшем приняты обозначения: $d_{\kappa}/dt = \partial/\partial t + V_{\kappa} \partial/\partial z$, $\kappa=1,2$. $\alpha_1 + \alpha_2 = 1$,

$p = p_1 \alpha_1 + p_2 \alpha_2$ – давление в потоке, $p_1 - p_2 = \Lambda \rho_1^* u^2$ где $\Lambda = \frac{1}{4} \left(1 - \frac{\alpha_2}{\alpha_1}\right)$

– соответственно, разность между осредненными величинами давления в первой фазе и на поверхности пузырька постоянного радиуса [1, гл.3, стр 130], $W = \alpha_1 V_1 + \alpha_2 V_2$,

$$\sigma^1 = -p + \rho_1^* \Pi_1 \quad C_1 = -p_1 \alpha_1 V_1 - p_2 \alpha_2 V_2 + V_2 \rho_1^* \Pi_1$$

–напряжения поверхностных сил и работа поверхностных сил с учетом пульсационных составляющих. В дальнейшем предположим, что фазы

несжимаемы, фазовый переход не учитывается (газо-жидкостная среда). Уравнения баланса тепловой энергии имеют следующий вид:

$$\begin{aligned}\rho_1^0 \alpha_1 \frac{d_1 e_1}{dt} &= \chi_1 K_\mu \alpha_1 \alpha_2 (V_2 - V_1)^2 + Q_{21} \\ \rho_2^0 \alpha_2 \frac{d_2 e_2}{dt} &= \chi_2 K_\mu \alpha_1 \alpha_2 (V_2 - V_1)^2 + Q_{12}\end{aligned}\quad (7)$$

Где χ_1, χ_2 - коэффициенты, учитывающие доли работы вязких сил, сосредоточенных на межфазной границе, приходящиеся на жидкую и газовую фазы. Уравнения неразрывности для фаз имеют вид:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \alpha_1}{\partial t} + \frac{\partial \alpha_1 V_1}{\partial z} &= 0, \\ \frac{\partial \alpha_2}{\partial t} + \frac{\partial \alpha_2 V_2}{\partial z} &= 0\end{aligned}\quad (8)$$

В соответствии с рассуждениями, изложенными в [4, § 139], уравнения двухскоростного движения не должны противоречить законам сохранения импульса и полной энергии, а условие непротиворечивости позволяет конкретизировать вид уравнений движения.. Условием непротиворечивости уравнений движения и законов сохранения в данном случае оказывается соотношение, отражающее тот факт, что притоки тепла от фаз к межфазной границе равны по величине и противоположны:

$$Q_{12} + Q_{21} = 0$$

При этом (5-6) с учётом (7,8) можно преобразовать к следующему виду [6.7];

$$\begin{aligned}\frac{\partial(\rho_1^0 \alpha_1 v_1)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_1^0 \alpha_1 v_1^2 - \alpha_1 \sigma^1)}{\partial z} &= -p \frac{\partial \alpha_2}{\partial z} - \chi \rho_1^0 \alpha_1 \alpha_2 \left(\frac{d_1 V_1}{dt} - \frac{d_2 V_2}{dt} \right) + \\ &+ \rho_1^0 \Phi_\alpha u^2 \frac{\partial \alpha_2}{\partial z} + \rho_1^0 \Phi_v u \frac{\partial u}{\partial z} + F_1\end{aligned}\quad (9)$$

$$\begin{aligned}\frac{\partial(\rho_2^0 \alpha_2 v_2)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2^0 \alpha_2 v_2^2 - \alpha_2 \sigma^1)}{\partial z} &= p \frac{\partial \alpha_2}{\partial z} + \chi \rho_1^0 \alpha_1 \alpha_2 \left(\frac{d_1 V_1}{dt} - \frac{d_2 V_2}{dt} \right) - \\ &- \rho_1^0 \Phi_\alpha u^2 \frac{\partial \alpha_2}{\partial z} - \rho_1^0 \Phi_v u \frac{\partial u}{\partial z} + F_2\end{aligned}\quad (10)$$

$$\text{где } \phi_\alpha = \frac{d(\alpha_1 \alpha_2 (\psi - \Lambda))}{d\alpha_2} - \alpha_2 \psi - \frac{\alpha_1}{2} \left[(\chi - 3\alpha_2) + \alpha_1 \alpha_2 \frac{d\chi}{d\alpha_2} \right]$$

$$\phi_u = \alpha_1 \alpha_2 \left[3(\psi - \Lambda) - \frac{\alpha_1}{2} \left(3\chi + \alpha_2 \frac{d\chi}{d\alpha_2} \right) \right]$$

Первое слагаемое в правых частях (3.2.5), (3.2.6) представляет межфазную силу Рахматулина. Учет кинетической энергии мелкомасштабных движений в уравнениях (5,6) обеспечивает в (9,10) учет силы присоединенных масс;

$$\chi(\alpha_2) \rho_1^\circ \alpha_1 \alpha_2 \left(\frac{d_1 V_1}{dt} - \frac{d_2 V_2}{dt} \right)$$

причем полученное в [1] значение $\chi = 0.5$ для $\alpha_2 = 0$ соответствует известному из литературы предельному значению коэффициента присоединенных масс для уединённой сферы. Слагаемые в правых частях (9) и (10), пропорциональные Φ_α и Φ_u соответствуют межфазным силам, обусловленным мелкомасштабными движениями и коллективными взаимодействиями дисперсных частиц с несущим потоком]. F_1, F_2 в правой части (9),(10) представляют внешние объемные силы и межфазное взаимодействие, обусловленное вязкостью:

$$F_1 = \rho_1^\circ \alpha_1 g_z - F_{12}, \quad F_2 = \rho_2^\circ \alpha_2 g_z + F_{12} \\ F_{12} = -\alpha_1 \alpha_2 K_\mu U \quad (11)$$

.Представляя скорость каждой из компонент в зависимости от полного объёмного расхода W и проскальзывания u после исключения из (9), (10) слагаемых, содержащих $\partial P / \partial z$, получим уравнение для проскальзывания фаз:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (W + u K_\mu) \frac{\partial u}{\partial z} + u^2 K_\alpha \frac{\partial \alpha_2}{\partial z} = F \quad (12)$$

где

$$K_u = \frac{\rho_*}{\rho_1 \left(1 + \chi \frac{\rho_*}{\rho_2} \right)} \left\{ \alpha_1 - \alpha_2 \frac{\rho_1}{\rho_2} + \chi (\alpha_1 - \alpha_2) \frac{\rho_1}{\rho_2} + \frac{\Phi_u}{\alpha_1 \alpha_2} \frac{\rho_1}{\rho_2} \right\}$$

$$K_{\alpha} = \frac{\rho_*}{\rho_2 \left(1 + \chi \frac{\rho_*}{\rho_2} \right)} \left\{ \frac{(\Phi_{\alpha} + \alpha_2 \Psi)}{\alpha_1 \alpha_2} - \chi - \frac{\rho}{\rho_1} \right\}$$

$$\frac{1}{\rho_*} = \left(\frac{\alpha_1}{\rho_1} + \frac{\alpha_2}{\rho_2} \right),$$

$$F = - \left[K_{\mu} U + g^* (\rho_1 - \rho_2) \right] \frac{\rho_*}{\left(\rho_1 \rho_2 \left(1 + \chi \frac{\rho_*}{\rho_2} \right) \right)}, \quad g^* = g_z - \frac{dW}{dt}$$

Рассмотрим уравнение (12) совместно с уравнениями неразрывности для жидкой и газовой фазы.

$$\frac{\partial \alpha_1}{\partial t} + \frac{\partial \alpha_1 V_1}{\partial z} = 0, \quad (13)$$

$$\frac{\partial \alpha_2}{\partial t} + \frac{\partial \alpha_2 V_2}{\partial z} = 0 \quad (14)$$

При отсутствии сжимаемости фаз из (13), (14) следует условие независимости полного объемного расхода W от координаты (что позволяет рассматривать W как граничное условие – заданную функцию времени) и уравнение для расчёта объемного газосодержания:

$$\partial \alpha_2 / \partial t + \partial (\alpha_2 V_2) / \partial z = 0. \quad (15)$$

Учитывая, что $V_2 = W + \alpha_1 U$, получим из (14)

$$\partial \alpha_2 / \partial t + \alpha_1 \alpha_2 \partial U / \partial z + [W + (\alpha_1 - \alpha_2)U] \partial \alpha_2 / \partial z = 0. \quad (16)$$

Система уравнений (12) и (16) замкнута. В дальнейшем для определённости будем считать, что $W = \text{const}$. Поскольку конкретизация любых моделей тесно связана с обобщением экспериментальных данных, в настоящей работе был рассмотрен один из важных режимов течения двухскоростного потока с несжимаемыми фазами – режим непрерывных волн, соответствующий известной модели «потока-дрейфа» [5]. В основу этой модели положены эмпирические соотношения, связывающие относительную скорость фаз и газосодержание, вида $u = u_0(\alpha_2)$. Подставляя эмпирическое соотношение в уравнение неразрывности (14), можно привести его к виду уравнения переноса

$$\frac{\partial \alpha_2}{\partial t} + u_{\text{DF}} \frac{\partial \alpha_2}{\partial z} = 0 \quad (17)$$

где скорость распространения волны

$$u_{\text{df}} = W + u(\alpha_1 - \alpha_2) + \alpha_1 \alpha_2 \left(\frac{du}{d\alpha} \right)$$

Как известно, в [3,5] на основании ряда сопоставлений результатов расчётов и экспериментальных данных было показано, что указанная модель правильно описывает квазистационарные волновые процессы в двухфазных потоках. Существенно, что эмпирические соотношения для проскальзывания позволяют моделировать не только движение гладких волн, но и скачков газо- и паросодержания, т.н. «непрерывные ударные волны» (Г. Уоллис). Более того, в [3, T2] с позиций модели дрейфа был успешно проведён анализ такого существенно нестационарного процесса, как распад произвольного разрыва в потоке с несжимаемыми фазами. Таким образом, в рамках указанной модели правильный результат расчёта может быть получен сравнительно просто. С другой стороны, более детальное двухскоростное моделирование, когда каждой фазе соответствует отдельное дифференциальное уравнение движения, не всегда приводит к правильному результату даже в том случае, когда система уравнений газожидкостного потока гиперболична. Например, первоначально разрывное решение может «размываться» со временем и модель не описывает движение скачка. С учётом этих обстоятельств, представляется целесообразным определить параметры системы уравнений двухскоростного движения исходя из соответствия с волновыми свойствами модели дрейфа в таких режимах течений, когда указанные эмпирические соотношения выполняются. Оказывается, что зависимости $\chi(\alpha_2)$ и $\psi(\alpha_2)$ можно единственным образом определить так, чтобы эмпирические соотношения для проскальзывания были частными решениями системы уравнений двухскоростного движения.

3. Волновые свойства системы уравнений гидродинамики пузырькового потока с несжимаемыми фазами

Существенно, что при $\chi(\alpha_2)$ и $\psi(\alpha_2)$, определённых таким образом уравнения (12), (16) можно привести к дивергентному виду:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial TV_2}{\partial z} = \text{const} \frac{\alpha_2}{u_w(\alpha_2)} [g_z(\rho_1^\circ - \rho_2^\circ) + K_\mu U] \quad (18)$$

$$\frac{\partial \alpha_2}{\partial t} + \frac{\partial \alpha_2 V_2}{\partial z} = 0 \quad T = \text{const } \alpha_2 \left(\frac{U}{U_w(\alpha_2)} \right)$$

Данная форма записи компактна и удобна для реализации расчетного метода С.К. Годунова. Следует отметить, что проведенный в [21] анализ также привёл авторов к выводу о совпадении одной из конвективных характеристик системы уравнений многоскоростной гидродинамики со скоростью $V_{\text{дв}}$ и к целесообразности такой конкретизации коэффициентов при дифференциальных слагаемых, моделирующих межфазные силы, которые обеспечивали бы дивергентный вид уравнений импульса.

4. Расчет распада произвольного разрыва в двухскоростном потоке с несжимаемыми компонентами

Решение задачи о распаде произвольного разрыва (задача Римана) в среде с двумя скоростями создает возможность построения точных численных схем типа схемы Годунова [2] для интегрирования системы уравнений гидродинамики газо- и парожидкостного потока. На практике точное решение нелинейной задачи Римана актуально при моделировании течений с большими градиентами параметров потока, но с другой стороны – весьма сложно. Поэтому в настоящее время разработаны численные методы с линейной аппроксимацией этого решения. Например, в [23-25] представлен основанный на линейной аппроксимации численный метод Р. Роу для двухфазных потоков. Другими словами, решение задачи Римана, используемое на промежуточном этапе вычислений, получается в линеаризованной форме. При этом не всегда гарантируется успешное решение расчетных проблем, обусловленных наличием больших градиентов газосодержания, скоростей, и других параметров течения. Один из перспективных путей решения этих проблем – построение решения задачи Римана, учитывающего движение волн Римана, и разрывов. Например, в работе [22] рассмотрена не гиперболическая система двух уравнений газо-жидкостного потока с несжимаемыми компонентами и получено решение нелинейной задачи Римана с учетом движения контактных разрывов и волн разрежения – сжатия. Основные трудности на этом пути, по-видимому, заключаются в том, чтобы правильно учесть влияние скоростной неравновесности на решение задачи о распаде произвольного разрыва гидродинамических параметров (давления, скорости, энергии, объемной доли) для каждой из компонент газожидкостного потока. Конкретизация соотношений, определяющих волновые свойства системы уравнений (12), (16), позволяет перейти к построению решения задачи о распаде произвольного разрыва. Поскольку в отсутствие сжимаемости компонент можно отделить задачу нахождения поля скоростей от задачи расчета распределения давления, последнее определяется из решения для 180

скоростей. Полный объемный расход предполагается известной постоянной величиной. Таким образом, также как и в [16], исходными параметрами считаются проскальзывание u и газосодержание α_2 , заданные по обе стороны от разрыва. В дальнейшем терминами 'волна сжатия' и 'волна разрежения' обозначаются центрированные волны, в которых изменение плотности среды происходит за счет изменения газосодержания. Кроме того: 1.- в соответствии с классической постановкой рассматривается движение среды в отсутствие объемных и вязких сил. Поэтому система уравнений примет вид:

$$\frac{\partial(\rho_1^* \alpha_1 V_1 + \rho_2^* \alpha_2 V_2)}{\partial t} + \frac{\partial(p + \rho_1^* \alpha_1 V_1^2 + \rho_2^* \alpha_2 V_2^2 - \rho_1^* \Pi_1)}{\partial z} = 0 \quad (19)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial T V_2}{\partial z} = 0 \quad (20)$$

$$\frac{\partial(\rho_2^* \alpha_2)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_2^* \alpha_2 V_2)}{\partial z} = 0 \quad (21)$$

2.- в соответствии с данным в [1] обоснованием структуры решения предполагается, что первоначальный разрыв распадается на комбинацию вторичных разрывов и центрированных волн, для которых при $\lambda = z/t$ все зависимые переменные считаются функциями аргумента λ . Рассмотрим автомодельные решения системы (19)-(21) типа центрированной волны. Характеристикам λ_1 и λ_2 соответствует решение:

$$dU/d\alpha_2 = U \Phi_{ui}(\alpha_2), \quad (22)$$

которое получается из (20)-(21), а также соотношение, определяющее давление, следующее из (19):

$$dP/d\alpha_2 = \rho_1 U^2 \Phi_{pi}(\alpha_2), \quad (23)$$

Φ_{pi} ($i=1,2$ – соответствует номеру характеристики) -функция газосодержания, определяемые из (19)-(21). Соотношение, определяющее $\Phi_{ui}(\alpha_2)$, для $\lambda = \lambda_1 = \lambda_{df}$ имеет вид:

$$\Phi_{u1}(\alpha_2) = (1/U_w) dU_w/d\alpha_2 \quad (24)$$

а для $\lambda = \lambda_2 = V_2$

$$\Phi_{u2}(\alpha_2) = 1/\alpha_1 \quad (25)$$

По терминологии, принятой в [5], данные волновые решения соответствуют динамическим волнам, поскольку они обусловлены силами, пропорциональными градиентам параметров потока (u и α_2).

Зная зависимости (22, 23), можно определить также изменение давления в гладких волнах, соответствующих характеристикам. На рис 1 они представлены в виде зависимостей давления от плотности среды. Плотность первой фазы 500 кг/м^3 , второй -10 кг/м^3 . По своему смыслу эти зависимости аналогичны адиабатам Пуассона. Для расчета соотношений на скачке, исходя (19)–(21) можно получить также соотношения на разрыве в газожидкостном пузырьковом потоке с несжимаемыми компонентами. В теории одномерных двухфазных течений [5] подобные разрывы называются «непрерывными ударными волнами». Рассматривая всевозможные конфигурации вторичных волн и разрывов, можно показать [7], что задача о распаде произвольного разрыва имеет единственное решение.

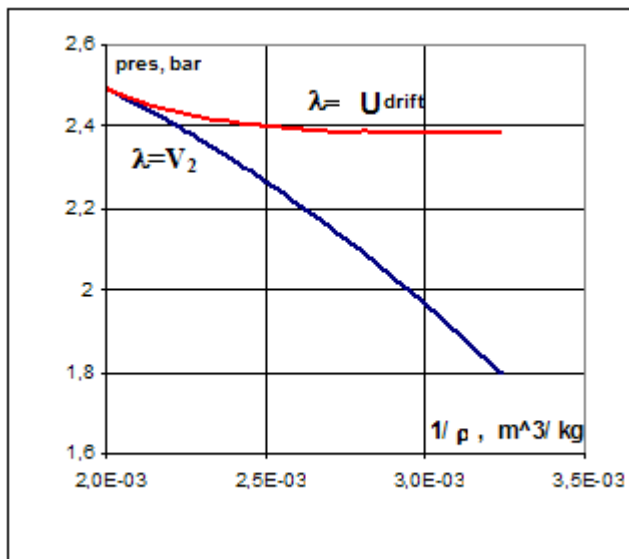


Рис 1.

На рис 2 представлено распределение газосодержания по координате для различных моментов времени, полученное в соответствии с представленным алгоритмом расчета. Кривая '0' представляет собой распределение газосодержания в начальный момент времени. Слева от разрыва газосодержание α_2 равно 0.05, справа – 0.15. Кривые, соответствующие расчетным вариантам а и б соответствуют распаду разрыва с образованием двух гладких волн, причем на кривой а имеется область с 182

нулевым газосодержанием между фронтами волн. Кривой с соответствует движение волны и разрыва. Кривая d соответствует решению, построенному в виде комбинации двух разрывов. Следует отметить, что логика представленной схемы распада разрыва соответствует задаче Римана для совершенного газа. Действительно, в классическом решении задачи Римана, как известно, возможно образование двух волн разрежения, волны разрежения и разрыва, а также образование двух разрывов. На основе полученного алгоритма расчета распада произвольного разрыва в потоке с несжимаемыми фазами был создан расчетный код, использующий решение задачи Римана, полученное в [4].

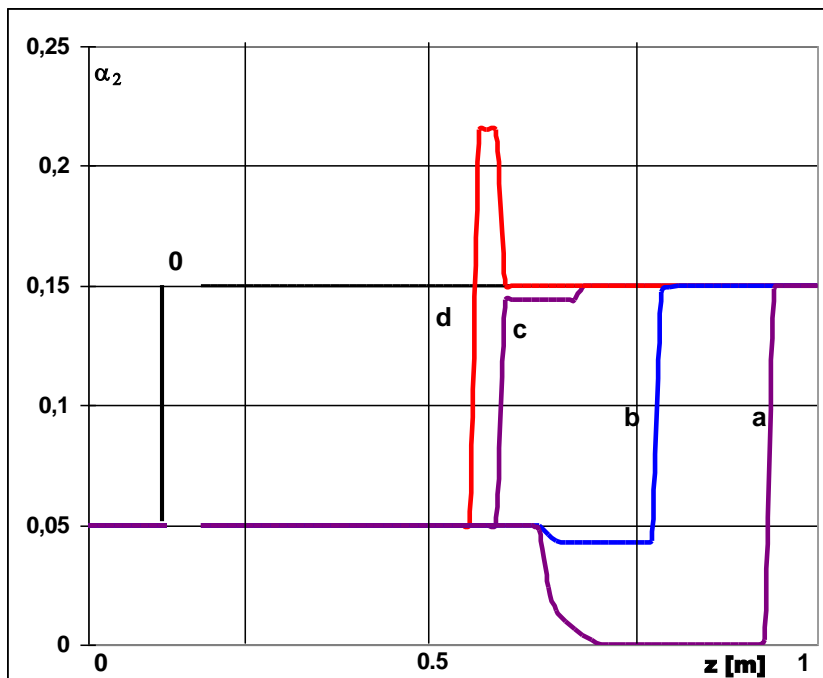


Рис 2.

Распределения газосодержания по координате для двух фиксированных моментов времени. В момент времени $t=0$ (распределение '0') слева от разрыва $\alpha_2=0.05$ и $U=1$ м/с, -справа $\alpha_2=0.15$. Кривые a-d соответствуют моменту времени $t=1$ с. и различным начальным значениям проскальзывания U справа от разрыва. Соответственно для кривых a- 1.5 м/с, b- 1.2 м/с, c- 0.8 м/с, d – 0.6 м/с.

Результат следующего тестирования показан на рис 3., где представлены распределения газосодержания для нестационарного противоточного

течения в вертикальном канале с закрытым дном. Верхнее поперечное сечение канала моделируется, как граница с ёмкостью бесконечно большого объема, заполненной жидкостью. Продольная координата увеличивается снизу вверх. Видно, что граница растущего уровня жидкости не размывается в течение всего процесса. Кроме того, видно, что стекающий вниз поток постепенно сжимается вследствие ускорения на участке соответствующем продольной координате, большей 0.7 м.

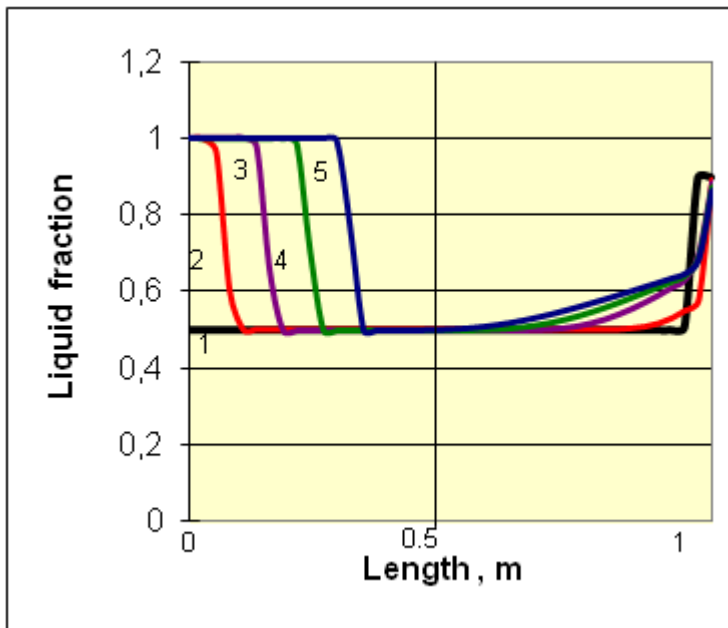


Рис 3. t (сек) = 1.- 0; 2.- 2; 3.- 4; 4.- 6; 5.- 8;

5. Заключение

Получена система уравнений гидродинамики для газожидкостного пузырькового потока, с волновыми свойствами, определяемыми вкладом пульсационных слагаемых. Представлена гидродинамическая модель пузырькового потока, в рамках которой одной из характеристических скоростей газожидкостной дисперсной смеси следует считать скорость переноса возмущений газосодержания, соответствующую модели потока-дрейфа, а другой- скорость пузырьков в потоке.. Осредненная система уравнений имеет правильные волновые свойства только при учете различия давлений компонент. Получены автомодельные решения системы уравнений, соответствующие ее характеристикам. Как следствие данной системы уравнений, записанных в форме законов сохранения, получены соотношения, определяющие ее разрывные решения. Созданная расчётная

184

программа позволяет решать представленную систему уравнений гидродинамики двухскоростного пузырькового потока с помощью метода С.К. Годунова, адаптированного для численного моделирования двухфазной среды.

Список литературы

- [1]. Годунов С.К, Численное решение многомерных задач газовой динамики, М.Наука, 1976, 400 стр
- [2]. Нигматулин Р.И. Механика сплошной среды, М. Геотар, 2014, 639 стр
- [3]. Р.И. Нигматулин. Основы механики гетерогенных сред. М. Наука, 1978, 336 стр
- [4]. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, Гидродинамика Т6, М. Наука, 711стр
- [5]. Г. Уоллис, Одномерные двухфазные течения, М. Мир, 1972, 440 стр
- [6]. B.L. Kantsyrev. Riemann Problem When Modeling Dual-Speed Bubble Flow.//Proceedings of ICAPP'06, Reno, NV USA, June 4-8, 2006, Paper 6016, pp 1526-1529
- [7]. B.L. Kantsyrev. Modification of Godunov Computation Method for Modeling Non-Stationary Gas-Liquid Flow.// Proceedings of ICAPP'07.Paper 7061, Nice Acropolis, France,May 13-18, 2007

Calculation of the disintegration of any break in the flow of a two-speed two-phase incompressible

B.L. Kantsyrev <Boris.kantsyrev@mail.ru>

Institute of Oceanology

Russia, Moscow, Nahimovsky broad street 36

Abstract. It is proposed to modify the Godunov computation method for modeling the gas-liquid bubble flow. To have a numerical scheme, effect of the coefficients – at the differential constituents in the hydrodynamic averaged equations set – on the hydrodynamic wave properties is discussed. Specific solution of Riemann problem has been obtained.

Keywords: pulsation terms; characteristic; self-determination; Riemann solution; decay of an arbitrary discontinuity.

References

- [1]. Godunov, S. K., A Difference Scheme for Numerical Solution of Discontinuous Solution of Hydrodynamic Equations, *Math. Sbornik*, **47**, 271-306, translated US Joint Publ. Res. Service, JPRS 7225 Nov. 29, 1960
- [2]. R.I. Nigmatulin Continuum Mechanics, M. Geotar, 2014, 639 pages. (in Russian).
- [3]. R.I. Nigmatulin. Dynamics of multiphase media . Vol .1-2, Hemisphere, New-York, 1991.
- [4]. L.D. Landau, E.M. Lifshitz Fluid Mechanics (Volume 6 of A Course of Theoretical Physics) Pergamon Press 1959
- [5]. G. Wallis. One dimensiona Two-Phase Flow. McGraw-Hill, New York, 1969.
- [6]. B.L. Kantsyrev. Riemann Problem When Modeling Dual-Speed Bubble Flow.//Proceedings of ICAPP'06, Reno, NV USA, June 4-8, 2006, Paper 6016, pp 1526-1529
- [7]. B.L. Kantsyrev. Modification of Godunov Computation Method for Modeling Non-Stationary Gas- Liquid Flow.// Proceedings of ICAPP'07. Paper 7061, Nice Acropolis, France, May 13-18, 2007