FLOW INSTABILITIES IN HYDRODYNAMICS

V. B. BARANOV

Dynamic or hydrostatic states of gas or fluid which are observed in reality or appears to be a solution of hydrodynamical equations, can be unstable (at some conditions) in relation to minor perturbations. In this case, they cannot occur in nature. Examples of such instabilities in different problems of hydrodynamics are considered.

Многие течения или равновесные состояния жидкости или газа, наблюдаемые в действительности или являющиеся решением соответствующих уравнений гидроаэромеханики, при некоторых условиях могут быть неустойчивыми по отношению к малым возмущениям, то есть не могут осуществляться в природе. Рассмотрены примеры такой неустойчивости в различных задачах гидроаэромеханики.

© Баранов В.Б., 1999

УСТОЙЧИВОСТЬ ТЕЧЕНИЙ В ГИДРОАЭРОМЕХАНИКЕ

В. Б. БАРАНОВ

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

ВВЕДЕНИЕ

Гидроаэромеханика изучает движение жидкостей и газов в приближении, когда их можно рассматривать как сплошные среды, то есть среды, которые непрерывно заполняют рассматриваемое пространство течения. Однако название (от греч. *hýdōr* – вода, *aḗr* – воздух) не отражает той широты охватываемых этой наукой явлений природы, которые математически могут быть описаны в рамках уравнений гидроаэромеханики.

Теоретическая гидроаэромеханика кроме проблем, связанных с развитием авиации и флота, с изучением движения воздуха в земной атмосфере, с исследованием океанических течений и т.п., занимается также исследованиями, которые никакого отношения не имеют к течениям воздуха или воды. В медицине, например, она занимается проблемами течения крови по капиллярам, в геофизике – изучением эволюции Земли, в космических исследованиях – проблемами входа аппаратов в плотные слои атмосфер планет с большой сверхзвуковой скоростью, почти все разделы астрофизики используют основные понятия гидроаэромеханики для интерпретации данных наблюдений. Гидроаэромеханика, развитая на случай течения электропроводных жидкостей и газов, получила название магнитной гидродинамики. Эта сравнительно молодая наука имеет широкие приложения при исследовании земных проблем (управляемые термоядерные реакции, магнитогидродинамические генераторы энергии и плазменные ускорители и т.п.), хотя и создана лауреатом Нобелевской премии Х. Альфвеном для нужд астрофизики.

Основные уравнения гидроаэромеханики представляют собой систему дифференциальных уравнений в частных производных для средней скорости V, плотности ρ, давления p и являются математическим выражением законов сохранения массы (уравнение неразрывности), импульса (уравнение движения) и энергии. В силу сложности мы не выписываем их здесь, но заметим, что поскольку получаемые на их основе решения не противоречат законам природы, то они могут либо объяснять наблюдаемые физические явления, либо их предсказывать. Однако описываемые такими решениями явления не всегда осуществляются в природе.

В качестве примера из механики рассмотрим рис. 1, где изображен круглый металлический шарик, лежащий на закругленном дне сосуда. Оба случая равновесия, показанные на рис. 1, теоретически возможны, поскольку вес шарика уравновешивается реакцией дна сосуда, а суммарная сила, действующая на шарик, равна нулю. Тем не менее ситуация, изображенная на рис. 1, *б*, не может осуществляться в природе, поскольку любое малое возмущение (а такие всегда в реальности существуют) приведет к падению шарика на стол. В этих случаях говорят, что состояние неустойчиво, то есть малое возмущение приводит к большому изменению в состоянии. Положение шарика на рис. 1, *а* устойчиво, поскольку после воздействия на шарик любого малого возмущения он снова вернется в прежнее состояние.

Изложенное выше показывает, что, как и в примере, изображенном на рис. 1, получаемые на основе уравнений гидроаэромеханики решения необходимо исследовать на устойчивость, то есть исследовать их реакцию на малые возмущения. Только устойчивые решения могут осуществляться в природе. Некоторым примерам таких решений и посвящена предлагаемая статья.

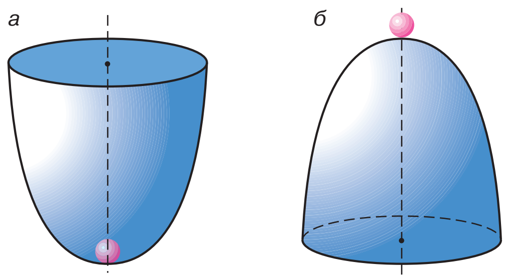

Рис. 1. Теоретически возможные положения шарика в сосуде. Состояние *а* устойчиво по отношению к малым возмущениям и осуществляется в природе, а состояние *б* неустойчиво

УСТОЙЧИВОСТЬ РАВНОВЕСИЯ ЖИДКОСТЕЙ И ГАЗОВ В ПОЛЕ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ

Гидростатика – это наука, которая изучает состояния жидкостей или газов при отсутствии в них движений, то есть в том случае, когда средняя скорость $V = 0$. Жидкость или газ находятся в состоянии гидростатического равновесия, если они неподвижны относительно некоторой инерциальной системы отсчета. При отсутствии внешних сил в таких средах давление всюду постоянно (закон Паскаля). При наличии силы тяжести давление в несжимаемой жидкости, для которой плотность $\rho = \mathrm{const}$, подчиняется уравнению

$$p = p_0 + \rho g h, \tag{1}$$

где g – ускорение силы тяжести, h – глубина жидкости, на которой измеряется давление, p_0 – давление на ее поверхности. Если же мы имеем дело со сжимаемым газом, то давление, например в земной атмосфере, подчиняется барометрической формуле, которая имеет вид

$$p = p_0 \exp\left[-\int_0^z \frac{g\,dz}{RT(z)}\right], \tag{2}$$

где z – расстояние от уровня моря ($z = 0$), $T(z)$ – температура воздуха как функция высоты, R – газовая постоянная.

Всегда ли жидкость или газ, подчиняющиеся формулам (1) и (2), будут находиться в состоянии равновесия? Не могут ли они быть в состоянии неустойчивого равновесия, аналогичного показанному на рис. 1, *б*, и, таким образом, не осуществляться в природе?

Рассмотрим два сосуда, которые заполнены двумя жидкостями с разными удельными весами. В одном из сосудов (рис. 2, *а*) более тяжелая жидкость (например, вода) находится под более легкой (например, спирт). В другом сосуде (рис. 2, *б*) ситуация противоположна: тяжелая жидкость находится над легкой. Хотя уравнения равновесия (1) удовлетворяются в обоих случаях, ситуация, изображенная на рис. 2, *б*, не осуществляется в природе из-за возникающего в этом случае перемешивания жидкостей. Это перемешивание есть следствие неустойчивости равновесного состояния. Чтобы доказать это утверждение, достаточно вспомнить закон Архимеда: на тело, погруженное в жидкость, действует сила выталкивания, равная весу жидкости, вытесненной этим телом. Действительно, если в ситуации, изображенной на рис. 2, *б*, внести малое возмущение поверхности раздела жидкостей, то частица более тяжелой жидкости должна погрузиться в более легкую жидкость. При этом вес вытесненной жидкости будет меньше веса погруженной в нее частицы, в результату чего эта частица будет тонуть, то есть малое возмущение приведет к большому изменению состояния, как и в примере, изображенном на рис. 1, *б*. Состояние равновесия, соответствующее рис. 2, *а*, оказывается устойчивым, поскольку малое возмущение поверхности раздела жидкостей приведет к выталкиванию более легкой частицы, а следовательно, к ее возврату в первоначальное положение.

Более сложная ситуация возникает в случае рассмотрения условия неустойчивости равновесия атмосферы. На примере атмосферы Земли мы знаем,

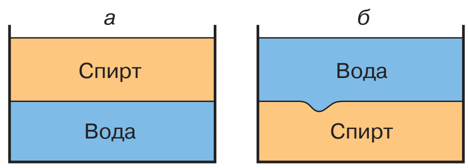

Рис. 2. Спирт легче воды. Поэтому равновесное состояние в сосуде *а* устойчиво, а в сосуде *б* неустойчиво. В последнем случае начнется перемешивание жидкостей

что не всегда она подчиняется условиям равновесия (2), поскольку часто дуют ветры, имеются различные воздушные течения и т.п., то есть скорость неравна нулю. Одной из таких причин может быть неустойчивость атмосферы. Каков критерий ее возникновения? Как его вывести? Здесь снова на помощь приходит закон Архимеда. Но прежде рассмотрим формулу (2). В нее входит температура как функция высоты. Эта функция для атмосферы Земли является очень сложной, меняется со временем и во многом определяется солнечным излучением. Как правило, эта функция носит эмпирический характер. В частности, до высоты примерно 10 км она является линейной функцией с эмпирической постоянной. Учитывая это обстоятельство, уравнение состояния

$$p = \rho RT$$

и уравнение (2), можно получить связь между плотностью и давлением в виде

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^n, \tag{3}$$

где n – эмпирическая постоянная, которая называется индексом политропы. Таким образом, если атмосфера находится в гидростатическом равновесии, то давление и плотность в слоях 1 и 2 (рис. 3) до высоты 10 км связаны, согласно (3), соотношением

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^n. \tag{4}$$

Если теперь переместить частицу газа адиабатическим образом из области 1 в область 2, то ее плотность изменится от ρ_1 до ρ_1', а давление изменится согласно закону адиабаты

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{\rho_1'}{\rho_1}\right)^\gamma, \tag{5}$$

где γ – показатель адиабаты. Из закона Архимеда очевидно, что частица, перемещенная из области 1 в область 2, будет тонуть, если $\rho_1' > \rho_2$, что, как видно из сравнения (4) и (5), выполняется при $\gamma < n$. Таким образом, можно заключить, что атмосфера не может находиться в равновесии, если показатель адиабаты меньше показателя политропы. Поскольку показатель адиабаты вычисляется точно для данного газа, а показатель политропы является эмпирической константой, то всегда можно определить, будет ли при данных условиях существовать равновесие в атмосфере. Если равновесие неустойчиво, то обязательно должно появиться движение газа, например может начаться конвективное перемешивание.

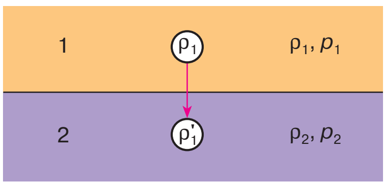

Рис. 3. Два слоя газа в атмосфере, характеризуемые различными плотностью ρ и давлением p. Критерий устойчивости равновесия атмосферы определяется мысленным адиабатическим перемещением частицы газа из слоя 1 в слой 2 (стрелка)

Интересно, что этот критерий неустойчивости атмосферы широко используется в астрофизике для исследования состояния атмосфер звезд и называется там критерием Шварцшильда.

Перейдем теперь к более сложным случаям возникновения неустойчивости жидкости, которая не находится в покое, то есть скорость $V \neq 0$.

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ТЕЧЕНИЯ ЖИДКОСТЕЙ ПО ТРУБАМ И КАНАЛАМ

При наблюдении за движением жидкости по трубам и каналам можно различить два вида течения: плавные, плоско-слоистые (как говорят, ламинарные) и нерегулярные, с пульсациями и завихрениями (турбулентные) течения. Что происходит с жидкостью, когда ее течение переходит от одного вида к другому? Каковы условия такого перехода?

Если рассмотреть движение жидкости по круглой и очень длинной трубе, то ламинарное распределение скорости в ней определяется профилем, носящим имя французского врача и физика Ж.Л.М. Пуазейля, который, в частности, занимался проблемами движения крови по капиллярам. Этот профиль имеет вид

$$V = \frac{\Delta p}{4\eta}(a^2 - r^2), \tag{6}$$

где Δp – постоянный перепад давления на единицу длины трубы, η – коэффициент вязкости, a – радиус трубы, r – расстояние от ее оси. Соотношение (6) есть точное решение уравнений гидромеханики для ламинарного течения и часто осуществляется в природе. Однако возникает вопрос: при каких условиях такое течение становится неустойчивым и переходит в турбулентное, не подчиняющееся закону (6)? Экспериментально на этот вопрос был дан ответ в классических опытах английского физика и инженера Осборна Рейнольдса, проведенных еще в 1883 году.

На рис. 4 показана принципиальная схема этих опытов. Из большого бака C через длинную стеклянную трубку круглого поперечного сечения B под действием перепада давления $p_1 - p_{атм}$ вытекает некоторая жидкость. Из воронки A в текущую по трубке жидкость подается тонкая струйка той же, но подкрашенной жидкости. Расход вытекающей жидкости можно изменять за счет поднятия и опускания уровня жидкости в баке или за счет удлинения основной трубы (и в том и в другом случаях при этом изменяется Δp в формуле (6), а следовательно, и скорость истечения). Определяя расход вытекающей жидкости и зная радиус трубы, можно вычислить среднюю по сечению трубы скорость $V_{ср}$ течения. Наблюдая за течением, мы увидим, что при малых средних скоростях подкрашенная жидкость тонкой струйкой протянется по длине всей трубы, а течение основной жидкости будет спокойным, слоистым и будет хорошо соответствовать формуле Пуазейля (6). Увеличивая среднюю скорость $V_{ср}$, заметим, что, начиная с некоторого значения скорости, струйка подкрашенной жидкости размывается, а основная жидкость в конце концов окрасится по всей трубе. Это означает, что у основной жидкости появляются компоненты скорости, перпендикулярные оси трубы, которые отсутствовали в профиле Пуазейля. Возникает движение с перемешиванием в поперечном к оси трубы направлении.

Если к баку подсоединить трубку большего радиуса a (очевидно, что при этом величина Δp не изменится), то можно установить, что при малых скоростях в трубке опять будет спокойное слоистое течение, которое затем нарушается при увеличении скорости. И снова наблюдается перемешивание окрашенной и неокрашенной жидкостей. Разница заключается в том, что в трубке большего радиуса это перемешивание начнется при меньших скоростях $V_{ср}$. Повторив опыт с первой трубкой на другой жидкости, имеющей больший кинематический коэффициент вязкости $\nu = \eta/\rho$ (ρ – плотность жидкости), заметим, что перемешивание основной жидкости с подкрашенной наступит при большей, чем в первом случае, скорости среднего течения.

Серия подобных экспериментов позволяет установить, что нарушение слоистого режима течения происходит во всех экспериментах с различными жидкостями (с водой, маслом, нефтью и пр.) при одном и том же значении безразмерного числа $V_{ср}a/\nu$, которое называется числом Рейнольдса и обозначается через Re. Значение этого числа, при котором нарушается режим гладкого слоистого течения, называется критическим числом Рейнольдса $Re_{кр}$. Подкрашенная струйка не размывается при $Re < Re_{кр}$ и наблюдается слоистое ламинарное течение, описываемое формулой (6). При $Re > Re_{кр}$ течение перестает быть слоистым, появляются поперечные скорости, а само течение становится постепенно

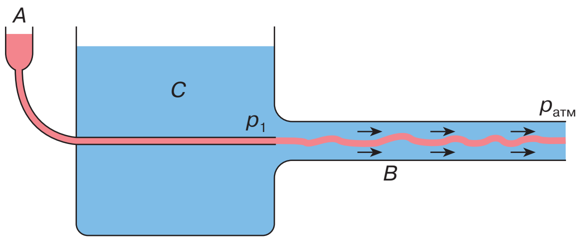

Рис. 4. Опыты Рейнольдса по определению устойчивости течений в трубах *B*. Основная жидкость находится в сосуде *C*, подкрашенная жидкость тонкой струйкой подается из сосуда *A*

нерегулярным, нестационарным, то есть уравнение (6) будет неверным для описания возникающего течения. В этом случае говорят, что течение Пуазейля неустойчиво, а значит, не может осуществляться в природе. При этом при очень больших числах Рейнольдса оно превращается в турбулентное.

С математической точки зрения малые возмущения, которые вносятся в поток жидкости, не затухают со временем, как в случае устойчивого течения, а нарастают со временем. Как результат они в конце концов приводят к большим изменениям в самом течении. Интересно, что проблема перехода от ламинарного течения к турбулентному является в настоящее время предметом интенсивного исследования ученых, но в ней до сих пор осталось много неясного. Представляется, что полностью решить проблему такого перехода, так же как и создать теорию турбулентных течений вполне по силам следующему поколению научных работников.

ПРОБЛЕМА УСТОЙЧИВОСТИ ГЕЛИОПАУЗЫ

Особенно важное значение имеет проблема исследования устойчивости течения при построении моделей, которые имеют предсказательную ценность. В частности, в [1] мы рассказывали о проблеме взаимодействия солнечного ветра с локальной межзвездной средой. При построении модели такого взаимодействия мы показали, что в рамках уравнений гидроаэромеханики образуется поверхность раздела двух сред (межпланетной и межзвездной), которая называется гелиопаузой. Гелиопаузу часто называют границей Солнечной системы, поскольку именно она ограничивает солнечный ветер, вытекающий из Солнца.

На рис. 5, *а* гелиопауза изображена гладкой поверхностью *HP*. Слева на нее набегает поток газа межзвездной среды, а справа – солнечный ветер (Солнце помещено в начало координат). На этой поверхности должны выполняться условия невозможности проникновения через нее обоих газов и равенства их давлений. Хотя предсказание существования гелиопаузы и следует из решения уравнений гидроаэромеханики, тем не менее возникают сомнения (как и в примерах, приведенных выше), связанные с ее устойчивостью. Поскольку космические аппараты, изучающие внешние области солнечной системы, могут в ближайшем будущем пересечь гелиопаузу, то ее структура, местоположение и существование представляются важными проблемами исследования.

Математическая проблема исследования устойчивости течения вблизи гелиопаузы по отношению к малым возмущениям в ее полном объеме чрезвычайно трудна, поскольку даже в простом осесимметричном приближении основное течение зависит от двух переменных (течение Пуазейля, как мы видели выше, зависит только от одной координаты r). Однако локальные исследования вдали от носовой части показали [2], что малые возмущения, вносимые на гелиопаузу, хотя и возрастают со временем, но они сносятся вниз по потоку. При этом поперечные возмущения растут гораздо быстрее продольных. Поэтому гелиопауза в удаленных от носика точках может, например, иметь вид, качественно представленный на рис. 5, *б* (сравните с гладкой поверхностью на рис. 5, *а*), то есть она вполне может быть трехмерной, а не осесимметричной, как в модели, о которой рассказано в [1].

ОБ УСТОЙЧИВОСТИ ГАЛАКТИК

Как мы уже отмечали во введении, методы гидроаэромеханики могут быть применены к различным областям научных исследований. В частности, они широко используются в астрофизике. Одним из таких примеров является возможность исследования физических процессов в галактиках, которые представляют собой компактные, самоподдерживаемые системы, состоящие из звезд, газа и межзвездной пыли, удерживаемые благодаря своей гравитации.

Наиболее элементарная теоретическая модель равновесного состояния галактики основывается на предположении, что галактика представляет собой звездную систему (газ оказывает пренебрежимо малое влияние на движение звезд) в виде холодного диска нулевой толщины. В этом представлении звезды являются аналогом атомов и молекул в газах, которые имеют пренебрежимо малые тепловые скорости по сравнению со средними скоростями движения (холодный газ). Такое приближение позволяет использовать гидродинамические уравнения для звезд в галактике, но для такого "газа" можно считать давление $p = 0$, что существенно упрощает его математическое описание. Упрощение заключается в том, что можно не рассматривать уравнение

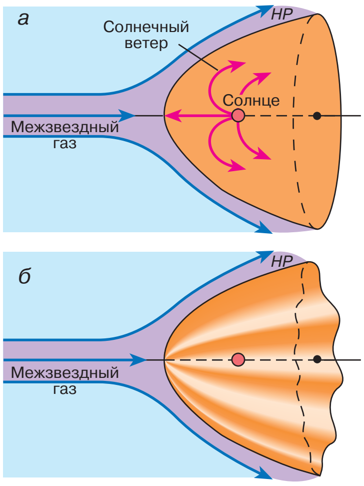

Рис. 5. Стационарное обтекание гелиопаузы *HP* солнечным ветром изнутри и межзвездным газом снаружи (*а*). Неустойчивость гелиопаузы может привести к гофрированной структуре (*б*)

сохранения энергии, поскольку уравнения неразрывности и движения (см. введение) будут в этом случае замкнутой системой уравнений для определения средней скорости и плотности "газа", состоящего из звезд. Поскольку звезды обладают гравитацией, то система, состоящая из звезд, является самогравитирующей, то есть на нее действует сила, которая выражается через градиент гравитационного потенциала U, который, в свою очередь, удовлетворяет уравнению Пуассона вида

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial U}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 U}{\partial \varphi^2} = -4\pi G\rho, \qquad (7)$$

где r, z и φ – цилиндрические координаты, G – гравитационная постоянная, ρ – плотность "газа", состоящего из звезд.

В случае плоской галактики (а такие галактики, которые по оси Oz имеют очень малую толщину, часто наблюдаются в астрономии) и в осесимметричном случае (нет зависимости от угловой координаты φ) описанная система уравнений имеет решение в виде вращающегося вокруг этой оси диска, угловая скорость которого $\Omega(r)$ является функцией расстояния от оси вращения и удовлетворяет уравнению

$$-r\Omega^2(r) = \frac{\partial U_0}{\partial r} \quad \text{при} \quad z = 0. \qquad (8)$$

Здесь гравитационный потенциал U_0 должен удовлетворять уравнению (7) при $\partial/\partial\varphi = 0$. Таким образом, как и в предыдущих разделах, в данной проблеме теоретически имеется решение (8), которое допускает вращение плоской и холодной ($p = 0$) галактики с угловой скоростью, зависящей от расстояния до оси вращения, но его нужно исследовать на устойчивость по отношению к малым возмущениям. Это сделано в работе [3], в которой было показано, что при длине волны возмущений $\lambda < \lambda_*$, где

$$\lambda_* = \frac{4\pi^2 G\mu}{\kappa^2}, \qquad \kappa^2 = 2\Omega^2\left[1 + \frac{1}{\Omega}\frac{d}{dr}(r\Omega)\right],$$

μ – поверхностная плотность звезд, галактика оказывается неустойчивой. Это означает, что состояние холодного диска, описываемого формулой (8), не может реализоваться в действительности. Но поскольку плоские галактики наблюдаются, то возникает естественный вопрос: почему же они устойчивы в действительности? Теоретические исследования показали, что учет тепловой (хаотической) составляющей скорости звезд приводит к устойчивому равновесному состоянию. Для радиальной составляющей тепловой скорости υ_r критерий устойчивости будет иметь вид

$$\upsilon_r > \upsilon_{r\min} \approx \frac{3{,}36\mu}{\kappa}.$$

Анализ наблюдательных данных показывает, что этот критерий для звезд, например, вблизи Солнечной системы нашей Галактики удовлетворяется. Его часто используют в астрофизике для построения теории спиральной структуры галактик как волн плотности, распространяющихся по галактическому диску (подробное математическое описание этой проблемы можно найти в [4]).

ГРАВИТАЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ И ОБРАЗОВАНИЕ ГАЛАКТИК

В предыдущем разделе мы рассмотрели проблему устойчивости плоских галактик как некоторой гидродинамической системы звезд, которые можно рассматривать как своеобразный “газ”, вращающийся вокруг некоторой оси с угловой скоростью, зависящей от расстояния до этой оси. Ниже мы рассмотрим проблему образования галактик как следствие неустойчивости самогравитирующего газа. Как и в предыдущем разделе, под самогравитирующим газом будем понимать газ, удовлетворяющий уравнению Пуассона (7) для гравитационного потенциала.

Пусть имеется покоящийся (скорость $V_0 = 0$), самогравитирующий газ, заполняющий все пространство. Предположим, что его плотность ρ_0 и давление p_0 постоянны. Проблема устойчивости такого состояния по отношению к малым возмущениям впервые была рассмотрена Джинсом [5]. Используя уравнения гидроаэромеханики совместно с уравнением Пуассона (7), он показал, что вносимые в систему возмущения с длиной волны, удовлетворяющей неравенству

$$\lambda > a_0\sqrt{\frac{\pi}{\rho_0 G}} \equiv \lambda_J, \qquad (9)$$

где a_0 – скорость звука в этом газе, будут со временем нарастать, что указывает на неустойчивость самой системы. Критерий (9) получил название критерия Джинса, а длина волны λ_J – джинсовской длиной волны. Неустойчивость рассмотренной самогравитирующей газовой системы указывает на то, что она должна распадаться на фрагменты с джинсовской длиной волны. Возможно, что именно эти фрагменты и были предтечей существующих галактик.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье на некоторых примерах исследования проблем устойчивости того или иного состояния газов или жидкостей показано широкое поле приложений науки, которая называется гидроаэромеханикой. Это поле простирается от прикладных задач, связанных с течениями газов и жидкостей в каналах, до космологических проблем. Интересно, что волны Лина, объясняющие спиральную структуру галактик, или модель Фридмана расширения Вселенной, получили свои названия благодаря работам ученых, которые по основному образованию были гидродинамиками.

Однако на основе приведенных в статье примеров можно сделать вывод, что не всякое полученное решение уравнений гидроаэромеханики, которые являются законами сохранения массы, импульса и энергии для сплошной среды, осуществляется в природе. Эти решения могут быть неустойчивыми. Исследование на устойчивость представляется особенно важным для предсказания тех или иных физических явлений, которые могут происходить в средах, описываемых уравнениями гидроаэромеханики.

К сожалению, в короткой статье невозможно остановиться на многих других и очень важных проблемах гидродинамической устойчивости течений жидкостей и газов. В частности, рассмотренные выше проблемы устойчивости касались таких сплошных сред, которые как бы состоят из одних и тех же частиц жидкости или газа (так называемое одножидкостное приближение). Однако в природе часто осуществляются течения, в которых необходимо рассматривать более сложные модели сплошной среды. Так, например, при достаточно высоких температурах газ, состоящий из нескольких сортов атомов и молекул, может оказаться неравновесным. В частности, в таком газе могут быть возбуждены внутренние степени свободы, к которым относятся, например, колебательные или вращательные степени свободы молекул, которые не находятся в равновесии с поступательными степенями свободы. В этом случае необходимо усложнять модель сплошной среды, вводя несколько континуумов. Возникают новые задачи, касающиеся исследования устойчивости течений таких многожидкостных континуумов. Не имея возможности останавливаться на таких проблемах, отсылаем интересующихся к обзору [6].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Баранов В.Б.* Что такое солнечный ветер // Соросовский Образовательный Журнал. 1996. № 11. С. 81–86.

2. *Baranov V.B., Fahr H.J., Ruderman M.S.* // Astron. Astrophys. 1992. Vol. 261. P. 241–247.

3. *Toomre A.* Highlight of Astronomy. Dordrecht: D.Reidel Publ. Co., 1974. Vol. 3. P. 457.

4. *Баранов В.Б., Краснобаев К.В.* Гидродинамическая теория космической плазмы. М.: Наука, 1977.

5. *Jeans J.* Astronomy and Cosmogony. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1928.

6. *Осипов А.И., Уваров А.В.* // Успехи физ. наук. 1996. № 6. С. 639.

* * *

Владимир Борисович Баранов, доктор физико-математических наук, профессор кафедры аэромеханики и газовой динамики механико-математического факультета МГУ, зав. лабораторией физической газовой динамики Института проблем механики РАН, член редколлегии журнала “Известия РАН. Механика жидкости и газа”, лауреат премии АН СССР им. С.А. Чаплыгина. Область научных интересов – аэромеханика и газовая динамика, магнитная гидродинамика и динамика плазмы. Автор около 100 статей и двух монографий.