



УДК 524.572+524.66  
ББК 22.66

## РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПЫЛИ ЗА ФРОНТОМ ГАЛАКТИЧЕСКОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ: ОДНОМЕРНАЯ МОДЕЛЬ <sup>1</sup>

**Безбородов Михаил Александрович**

Аспирант кафедры теоретической физики и волновых процессов  
Волгоградского государственного университета  
mabezborodov@rambler.ru  
Проспект Университетский, 100, 400062 г. Волгоград, Российская Федерация

**Коваленко Илья Геннадьевич**

Доктор физико-математических наук,  
профессор кафедры теоретической физики и волновых процессов  
Волгоградского государственного университета  
i.kovalenko@volsu.ru  
Проспект Университетский, 100, 400062 г. Волгоград, Российская Федерация

**Аннотация.** Исследованы относительные расположения межзвездной пыли и фронта галактической ударной волны в спиральном рукаве галактики. В рамках двухжидкостной модели многоскоростного континуума «газ – пыль» показано, что пыль имеет тенденцию концентрироваться на задней стороне спирального рукава, в то время как фронт ударной волны должен устанавливаться на его передней по отношению к натекающему потоку межзвездного газа стороне. Сделан вывод о том, что области концентрации пыли в рукаве могут быть существенно пространственно разнесены с галактическим ударным фронтом и необязательно служат его точным трассером. Более того, существование пылевых прожилок может быть вообще не связано с наличием или отсутствием ударного фронта.

**Ключевые слова:** спиральные галактики, межзвездная среда, межзвездная пыль, галактические ударные волны, каустики.

### Введение

Хотя на межзвездную пыль приходится малая часть массы газопылевого вещества в галактиках – порядка одного процента [1; 3; 10], – пыль играет важную роль в физико-химических и динамических процессах, происходящих в межзвездной среде [1; 10]:

– пыль выполняет роль субстанции, экранирующей оптическое и ультрафиолетовое излучение газа и звезд, тем самым существенным образом влияя на динамику радиативного вещества, превращая среду из оптически тонкой в оптически толстую;

– пыль выступает в роли охлаждающего агента, излучая в инфракрасном диапазоне;

– пыль выступает в роли катализатора химических реакций; известно, что молекулярный водород гораздо более эффективно производится на пыли, чем в газофазной среде;

– пыль хорошо наблюдаема и может служить трассером тех или иных морфологических особенностей астрофизических объектов. По пыли обычно отслеживают положение в спиральных рукавах галактических ударных волн (ГУВ) [3].

Модель ГУВ была предложена в работе Робертса [14], где рассматривалась структура распределения газа, формирующаяся под действием возмущающего спирального поля в плоскости галактического диска. Первая трехмерная модель структуры межзвездного газа, возникающая при взаимодействии со спиральными рукавами, была построена Тосой [15].

Одномерная модель ГУВ [9] предсказывает, и это подтверждают численные эксперименты [6; 8], что галактический ударный фронт должен располагаться на передней по отношению к натекающему потоку стороне потенциальной ямы спирального рукава. Положение галактического ударного фронта обычно ассоциируется с положением пылевых прожилок в рукаве [3]. Однако наблюдения строения спиральных рукавов некоторых плоских галактик [11], положение радиуса коротации в которых известно по некоторым независимым методикам, показывают, что пыль, возможно, концентрируется не на передней, а на задней кромке рукава, что, казалось бы, противоречит теоретическим предсказаниям. Численное моделирование по взаимодействию пыли с ГУВ было начато в работе [12].

Отметим следующие две особенности движения пылевой материи. Во-первых, дисперсия скоростей пылевых частиц мала и пыль всегда рассматривается как среда без давления. Во-вторых, пылевые частицы, хотя и увлекаются потоком газа, не обязательно полностью вморожены в него: пылинки существенно более массивны, чем частицы газа, и обладают большей инерцией. Особенно резко различие в движениях пылевой и газовой материи может проявляться в тех местах, где имеет место резкий перепад давления – в окрестности ударных скачков – или же в областях действия объемных сил, таких как сила гравитации.

Целью настоящей работы является анализ особенностей пространственного распределения пыли, переносимой потоком межзвездного газа сквозь спиральный рукав дисковой галактики. Результаты такого анализа должны подготовить почву для создания теоретического инструмента для идентификации галактических ударных волн в спиральных галактиках.

## 1. Физическая модель газопылевой среды в спиральном рукаве галактики

Физическая модель течения «запыленного» межзвездного газа через спиральный рукав галактики основывается на следующих предположениях:

I) Газ и пыль рассматриваются как сплошные взаимопроникающие среды.

Предположение сплошности подразумевает, что характерный размер  $\Delta r$  элементарной макроскопической ячейки среды велик по сравнению со средним расстоянием  $l$  между частицами вещества или пылинками. Для нашей задачи  $l \sim 0,01 \div 1$  см, а  $\Delta r \geq 3 \cdot 10^{18}$  см, так что условие  $l \ll \Delta r$  выполняется с огромным запасом.

II) Динамика и газа, и пыли описывается в гидродинамическом приближении.

Это возможно, если длина свободного пробега частиц  $\lambda$  мала по сравнению с размером элементарной макроскопической ячейки  $\Delta r$ . Для рассматриваемых условий  $\lambda \sim (0,001 \div 0,1) 3 \cdot 10^{18}$  см, поэтому неравенство  $\lambda < \Delta r$  выполнено с запасом.

III) Система «газ – пыль» рассматривается как гетерогенная смесь.

Гетерогенная смесь описывается многоскоростной двухжидкостной моделью, учитывающей динамические эффекты из-за несовпадения скоростей газа и пыли, которые в данном случае будем называть фазами (или компонентами) газопылевой среды.

IV) Пыль рассматривается как среда бесстолкновительная по отношению к взаимодействию пылинок между собой и столкновительная по отношению к газу. Предположение бесстолкновительности влечет возможность многопоточного движения пылевой среды, а также позволяет пренебречь собственным давлением пыли.

V) Пыль считается увлекаемой газом, но обратным влиянием пыли на газ пренебрегается. Последнее оправданно, поскольку масса пылевой компоненты в галактиках обычно мала (~1 % от массы газа) [1; 3; 10]. Это позволяет расщепить систему динамических уравнений для газа и пыли и рассматривать отдельно динамику газа без учета пыли, а затем отдельными уравнениями описывать движение пыли, увлекаемой газом.

VI) Течение газа рассматривается в адиабатическом приближении. Эффектами обмена энергией межзвездного вещества с излучением пренебрегается.

VII) Турбулентность в газе не учитывается.

VIII) Вязкостью газа и диффузией пылевых частиц пренебрегается. На масштабах задачи соответствующие числа Рейнольдса для газа составляют порядок  $Re \sim 1 \text{ кпк}/\lambda \sim 10^4 \div 10^6$ , поэтому влияние молекулярной вязкости ничтожно. Турбулентной вязкостью пренебрегается в силу предыдущего условия. Если вязкие эффекты в газе незначительны, то диффузия более массивных пылевых частиц тем более ничтожна.

IX) Масса и размер пылинок считаются фиксированными, то есть пренебрегается эффектами намерзания мантии на пылинке или коагуляции пылинок, и, с другой стороны, не учитываются испарение и столкновительное разрушение пылинок.

X) Не учитывается производство пыли источниками (звездами) внутри расчетной области. Вся рассматриваемая пыль предполагается созданной источниками далеко вне расчетной области и вносится в расчетную область потоком газа.

XI) Пылевая компонента считается монодисперсной. Предполагается, что все пылинки имеют одинаковые размер и массу.

XII) Не учитывается заряд пылинок и взаимодействие пылинок с электромагнитными полями. Влияние магнитных полей на распределение пыли в Галактике, вообще говоря, может быть существенным. Известно, что реальные магнитные поля способны запереть движение заряженных пылинок в направлении поперек силовых линий магнитного поля [7; 13]. Кроме того, значительными могут быть силы «левитации» пылинок под действием давления излучения. Влияние данных факторов планируется проанализировать в последующих публикациях.

XIII) Сила давления со стороны газа на пыль мала по сравнению с силой трения и ей пренебрегается [5].

XIV) Трение между пылинками и газом учитывается (1) для дозвуковых относительных движений в стоксовом приближении (сила трения пропорциональна первой степени разности скоростей), а (2) для сверхзвуковых относительных движений используется модель турбулентного трения (сила трения пропорциональна квадрату разности скоростей).

XV) Учитывается внешнее гравитационное поле, создаваемое (1) всем распределением массы в Галактике и (2) звездами в спиральном рукаве. Последнее в модели рассматривается как конечных размеров гравитационная потенциальная яма.

XVI) Рассматривается фрагмент течения вблизи спирального рукава, что позволяет пренебречь эффектами кривизны течения и влиянием силы Кориолиса и центробежной силы. Течение считается плоским одномерным, однородным в поперечных потоку направлениях.

XVII) Течение предполагается стационарным, ищется структура установившегося течения.

Значительный интерес представляет возможность существования особенностей (каустик) в распределении пыли в рукаве и их расположении по отношению к ударному скачку в газе. В данной работе мы изучаем условия возникновения таких особенностей и указываем области их расположения в спиральном рукаве.

## 2. Течение межзвездного газа через спиральный рукав галактики

Стационарное одномерное адиабатическое течение газа в заданном внешнем гравитационном поле подчиняется законам сохранения потока массы, потока энергии, отнормированного на поток массы (так называемый интеграл Бернулли), и постоянству энтропии:

$$\rho_g v_g = J_g, \quad (1)$$

$$\frac{v_g^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{p_g}{\rho_g} + \Phi = B, \quad (2)$$

$$p_g / \rho_g^\gamma = A. \quad (3)$$

Здесь  $J_g$ ,  $B$ ,  $A$  – интегралы движения;  $v$  – скорость;  $\rho$  – плотность;  $p$  – давление газа;  $\gamma$  – показатель адиабаты газа. Здесь и далее индексом «g» отмечаем параметры газа, а индексом «d» – пыли.

Гравитационный потенциал задаем в виде симметричной ямы, локализованной в конечной области пространства с полушириной  $L$

$$\Phi(x) = \begin{cases} \frac{\varphi_0}{2} (1 - \cos(\frac{\pi x}{L})), & x \in [-L, L], \\ 0, & x \in (-\infty, -L) \cup (L, +\infty). \end{cases} \quad (4)$$

Впредь удобно пользоваться безразмерными переменными, которые мы отмечаем индексом тильда, например, пространственную координату удобно нормировать на естественный масштаб задачи – полуширину ямы  $L$

$$\tilde{x} = x/L, \quad (5)$$

а в качестве безразмерных плотности, давления, скорости и потенциала использовать

$$\tilde{\rho}_g(\tilde{x}) = \frac{\rho_g}{\rho_{gini}}, \quad \tilde{p}_g(\tilde{x}) = \frac{p_g}{\rho_{gini} c_{sini}^2}, \quad \tilde{v}_g(\tilde{x}) = \frac{v_g}{c_{sini}}, \quad \tilde{\Phi}(\tilde{x}) = \frac{\Phi}{c_{sini}^2}. \quad (6)$$

Здесь индексом «ini» отмечены значения соответствующих величин на входе в яму, то есть, например,

$$c_{sini} = c_s(\tilde{x}_{ini}), \quad (7)$$

а сама адиабатическая скорость звука в газе есть

$$c_s(\tilde{x}) = \sqrt{\gamma \frac{p_g}{\rho_g}}. \quad (8)$$

Уравнения (1)–(3) исключением переменных могут быть сведены к уравнению для единственной переменной, например, для числа Маха

$$M(\tilde{x}) = v_g / c_s. \quad (9)$$

В новых обозначениях имеем для координаты на входе в яму

$$\tilde{x}_{ini} = -1. \quad (10)$$

Входных безразмерных параметров задачи всего два:  $M_{ini}$ ,  $\Phi_0$ . Они же вместе с показателем адиабаты газа  $\gamma$  являются управляющими параметрами модели течения газа без пыли.

Состояние в произвольной точке перед скачком будем обозначать индексом «0», а после скачка – «1», состояние непосредственно перед скачком помечается индексом «-», сразу после скачка «+».

Уравнение для числа Маха является по сути безразмерным уравнением Бернулли. В дофронтной области уравнение имеет вид [9]

$$M_0^{-\frac{2\gamma-1}{\gamma+1}} \left( \frac{M_0^2}{2} + \frac{1}{\gamma-1} \right) = M_{ini}^{-\frac{2\gamma-1}{\gamma+1}} \left( \frac{M_{ini}^2}{2} + \frac{1}{\gamma-1} - \tilde{\Phi}(\tilde{x}) \right), \quad (11)$$

оно описывает течение на интервале  $\tilde{x} = (-\infty; \tilde{x}_{sh})$ .

Непосредственно перед скачком по определению

$$M_0(\tilde{x}_{sh}) = M. \quad (12)$$

На адиабатическом ударном скачке течение из сверхзвукового превращается в дозвуковое, имеет место соотношение для чисел Маха до- и зафронтного течения [2]

$$M_+^2 = \frac{2 + (\gamma-1)M_-^2}{2\gamma M_-^2 - (\gamma-1)}. \quad (13)$$

Для остальных переменных выражения для скачка имеют вид:

$$\tilde{\rho}_{g+} = \tilde{\rho}_{g-} \frac{(\gamma-1)M_-^2}{(\gamma-1)M_-^2 + 2}, \quad (14)$$

$$\tilde{v}_{g+} = \tilde{v}_{g-} \frac{(\gamma-1)M_-^2 + 2}{(\gamma-1)M_-^2}, \quad (15)$$

$$\tilde{p}_{g+} = \tilde{p}_{g-} \frac{2\gamma M_-^2 - (\gamma-1)}{(\gamma+1)M_-^2}. \quad (16)$$

Зафронтное течение описывается теми же самыми уравнениями стационарного течения, что и дофронтное, с той лишь разницей, что меняется параметр  $A$  ( $A_1 = A_+ > A_0 = A_-$ ) в силу того, что на ударном фронте происходит скачкообразный рост энтропии. В то же время константы  $J_g$  и  $B$  остаются неизменными. В итоге зафронтное течение описывается уравнением для числа Маха аналогичным уравнению (11), но с дополнительным коэффициентом  $\lambda$  в правой части уравнения:

$$M_0^{-\frac{2\gamma-1}{\gamma+1}} \left( \frac{M_0^2}{2} + \frac{1}{\gamma-1} \right) = \lambda M_{ini}^{-\frac{2\gamma-1}{\gamma+1}} \left( \frac{M_{ini}^2}{2} + \frac{1}{\gamma-1} - \tilde{\Phi}(\tilde{x}) \right). \quad (17)$$

Параметр  $\lambda = \lambda(M_-)$  находится из условия на адиабатическом ударном скачке

$$\lambda = \left( \frac{A_+}{A_-} \right)^{-\frac{2}{\gamma-1}} = \left[ \frac{2\gamma M_-^2 - (\gamma-1)}{(\gamma+1)} \left( \frac{2 + (\gamma-1)}{\gamma+1} \right)^\gamma \right]^{-\frac{2}{\gamma-1}}. \quad (18)$$

Таким образом, корни алгебраических уравнений (11) и (17) позволяют найти число Маха  $M$  в любой точке потока, первое из этих уравнений описывает дофронтной поток, а второе – зафронтной. Условие сшивки на адиабатическом ударном скачке (13) выполняется в силу (18) автоматически.

По известному значению числа Маха в произвольной точке  $x$  можно восстановить любую переменную течения по формулам:

$$\tilde{\rho}_g = \left( \frac{J_g^2}{\gamma A M^2} \right)^{\frac{1}{\gamma+1}}, \quad (19)$$

$$\tilde{v}_g = J_g^{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} (\gamma A)^{\frac{1}{\gamma+1}} M^{\frac{2}{\gamma+1}}, \quad (20)$$

$$\tilde{p}_g = A \left( \frac{J_g^2}{\gamma A M^2} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma+1}}. \quad (21)$$

При этом в качестве константы  $A$  в соответствии с выбором участка течения следует подставлять ее дофронтное значение  $A_0$ , либо, соответственно, зафронтное  $A_1$ . Результирующая структура течения изображена на рисунке 1.

Ударная волна может располагаться стационарным образом не в любой точке потенциальной ямы, а только в тех ее областях, где  $\tilde{\Phi}(\tilde{x}) < |\tilde{\Phi}_{cr}|$ , причем величина  $\tilde{\Phi}_{cr}$  определяется числом Маха  $M_{ini}$  натекающего потока [9]. Связано это с тем, что переход через ударный фронт сопровождается перераспределением части кинетической энергии потока в тепловую, и если яма достаточно глубока, то оставшейся после ударноволнового перехода кинетической энергии может не хватить газу для выхода из ямы. Величина  $\tilde{\Phi}_{cr}$  при числах Маха заметно больших единицы определяется асимптотическим аналитическим выражением [9]

$$|\tilde{\Phi}_{cr}| = -\frac{1}{\gamma-1} \left[ (\gamma M_{ini}^2)^{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} - 1 \right] + \frac{M_0^2}{2} \left[ (\gamma M_{ini}^2)^{\frac{-2}{\gamma-1}} - 1 \right]. \quad (22)$$

Мы предполагаем в дальнейшем, что фронт находится в разрешенной области, при этом возможны как ситуации, где запрещенной области вообще нет,

$$-\varphi_0 < |\tilde{\Phi}_{cr}|,$$

или же запрещенная область все же имеется, но фронт располагается вне этой области впереди по потоку. Случаи, когда фронт располагается стационарно в яме вниз по потоку, мы не рассматриваем, поскольку такие состояния ГУВ неустойчивы.

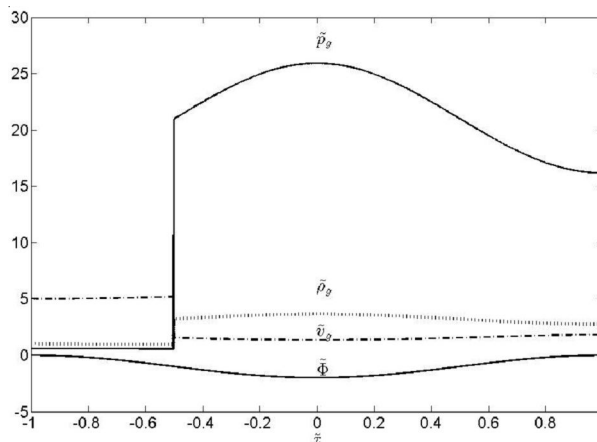


Рис. 1. Распределение параметров газа в потенциальной яме:  $\tilde{p}_g, \tilde{\rho}_g, \tilde{v}_g$  – давление, плотность и скорость газа соответственно;  $\tilde{\Phi}$  – гравитационный потенциал. Здесь число Маха на входе в яму принято равным

$M_{ini} = 5$ ; глубина потенциальной ямы  $\tilde{\varphi}_0 = 2$ ; показатель адиабаты  $\gamma = 5/3$

### 3. Течение пыли через спиральный рукав

Рассмотрим теперь движение пыли внутри спирального рукава галактики. Течение пыли рассчитываем как происходящее на фоне заданного течения газа без обратного влияния пыли на газ. Параметры течения газа всюду в потоке в соответствии с изложением предыдущего пункта рассчитываем из уравнений (11)–(13), (17), (18), (19)–(21) для некоторых заданных начального числа Маха  $M_{ini}$  и глубины потенциальной ямы  $\Phi_0$ .

В отсутствие сил давления (см. условия IV и XIII в п. 1) на пылинку действуют только сила тяжести со стороны гравитационного поля спирального рукава и сила трения со стороны газа. Уравнения для пылевой фазы суть уравнение Эйлера и закон сохранения потока массы пыли

$$\tilde{v}_d \frac{\partial \tilde{v}_d}{\partial \tilde{x}} = \tilde{f}_\mu - \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial \tilde{x}}, \quad (23)$$

$$\tilde{\rho}_d \tilde{v}_d = J_d. \quad (24)$$

Здесь  $\tilde{v}_d = v_d / c_{sini}$  – скорость пыли, которую мы вынуждены за неимением характерных собственных скоростей пыли (пыль как среда без давления имеет нулевую скорость звука) обезразмеривать на начальную скорость звука в газе, а сила трения имеет вид

$$\tilde{f}_\mu = \begin{cases} \tilde{\beta} \tilde{\rho}_g (\tilde{v}_g - \tilde{v}_d)^2 \text{sign}(\tilde{v}_g - \tilde{v}_d) \text{ при } |\tilde{v}_g - \tilde{v}_d| > 1; \\ \tilde{\beta} \tilde{\rho}_g (\tilde{v}_g - \tilde{v}_d) \text{ при } |\tilde{v}_g - \tilde{v}_d| \leq 1. \end{cases} \quad (25)$$

Зависимость силы трения (25) от скорости подчиняется условию XIV п. 1 и непрерывно сшивается при  $\tilde{v}_g = \tilde{v}_d$ . Также явно учтено, что трение зависит от плотности газа  $\tilde{\rho}_g$ .

Коэффициент трения  $\tilde{\beta}$ , определяемый в расчете на единицу массы пыли и единицу плотности газа, согласно [4] можно оценить как

$$\beta = \frac{8\sqrt{2}\pi a^2 \gamma c_s}{9m_d}, \quad (26)$$

где  $m_g$  – средняя масса атома газа;  $a$  – размер пылинки;  $m_d$  – масса пылинки. Обезразмеренный коэффициент трения  $\tilde{\beta}$  тогда принимает вид

$$\tilde{\beta} = \beta L \rho_{gini} / c_{sini}. \quad (27)$$

Для пылинки сферической формы ее масса равна  $m_d = 4\pi \rho_d a^3 / 3$ , где  $\rho_d$  – плотность вещества пылинки. Беря для оценок  $a = 1$  мкм,  $\rho_d = 2$  г/см<sup>3</sup> [10],  $c_s = 10$  км/с,  $n_g = 0,1$  см<sup>3</sup>,  $L = 0,5$  кпк, получим  $\tilde{\beta} \approx 1,2$ . С учетом разброса значений средней плотности вещества пылинок и их размеров, разброса значений концентрации газа, интервал допустимых значений безразмерного коэффициента  $\tilde{\beta}$  оказывается лежащим в диапазоне  $0,1 \div 10$ .

Решая уравнение (23) с учетом (24)–(25), найдем распределение параметров течения пыли от координаты внутри потенциальной ямы.

Те точки, в которых скорость пыли обращается в ноль, являются каустиками. В этих точках концентрация пыли согласно (24) обращается в бесконечность, что, очевидно, должно соответствовать положению пылевых прожилок в спиральном рукаве. Эти точки будут делиться на два вида:

1) Точка поворота  $\tilde{x}_c$ .

В такой точке реализуется ситуация, когда и левая, и правая части уравнения (23) не равняются нулю, однако, при этом равна нулю скорость пылевой компоненты, а градиент скорости бесконечен:

$$\tilde{v}_d = 0, \quad \frac{\partial \tilde{v}_d}{\partial \tilde{x}} = \infty.$$

Простой анализ решения дифференциального уравнения (23) вблизи точки поворота при учете того факта, что силы в точке поворота конечны, дает

$$\tilde{v}_d(\tilde{x}_c - \tilde{x}) \sim (\tilde{x}_c - \tilde{x})^{1/2}.$$

Следовательно, вблизи точки поворота профиль скорости пыли имеет вид повернутой набок параболы

2) Точка полной остановки  $\tilde{x}_f$  (точка накопления).

В такой точке реализуется ситуация, когда и левая часть уравнения (23), и правая часть равны нулю. В этой точке устанавливается баланс сил, действующих на пыль, и пылевая частица находится в состоянии статического равновесия.

Тогда

$$\tilde{\beta}\tilde{\rho}_g\tilde{v}_g - \frac{\partial\tilde{\Phi}}{\partial\tilde{x}} = 0. \quad (28)$$

Точки остановки могут быть устойчивыми или неустойчивыми точками равновесия, в зависимости от того, каким образом меняет знак сила (правая часть уравнения (23)) в точке остановки (рис. 2). Если при смещении вдоль потока при выходе из положения равновесия частица испытывает силу, противоположно направленную к потоку, то сила имеет характер возвращающей, и данная точка равновесия будет устойчивой – устойчивым узлом или фокусом (точка  $F$  на рис. 3), если наоборот, то сила имеет характер отталкивающей, и точка является седловой (точка  $S$  на рис. 3).

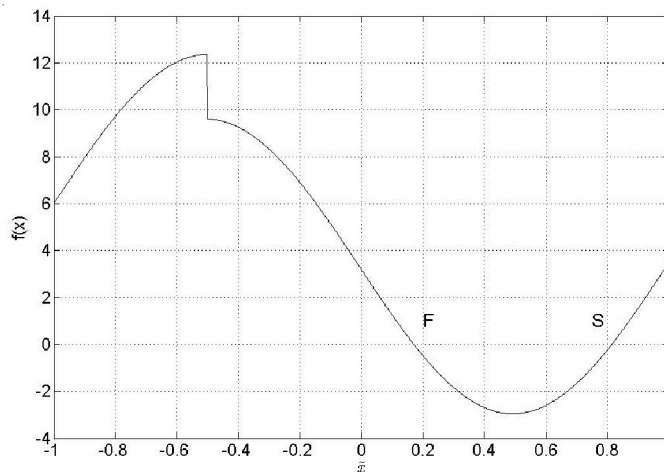


Рис. 2. Зависимость суммарной силы, действующей на пылинку (сила трения плюс сила тяжести), от координаты. Равновесие пылинки в точке  $F$  – устойчивое, а в точке  $S$  – неустойчивое

Решая уравнение (23) с некоторой заданной начальной скоростью пыли на входе в потенциальную яму, мы получаем различные профили скорости течения пыли для различных начальных скоростей пыли (см. рис. 3). Используя уравнение (24), рассчитаем распределение плотности пыли. Особенности в распределении плотности пыли имеют место в точках, в которых скорость пыли обращается в ноль. В этих точках концентрация пыли обращается в бесконечность, что можно соотнести с положением пылевых прожилок внутри спирального рукава галактики.

Определим, где именно данные особенности могут образоваться в рукаве. Для этого рассмотрим уравнение (28). Используя закон сохранения (1) и явный вид потенциала (4), получим

$$\tilde{x}_f = \frac{1}{\pi} \arcsin\left(\frac{2\tilde{\beta}M_{ini}}{\pi\phi_0}\right). \quad (29)$$



Из соотношения (29) понятно, что точки, где концентрация пыли может неограниченно увеличиваться, принадлежат отрезку  $[0; 0,5]$ , что соответствует задней кромке рукава в интервале от центра ямы до примерно середины задней стороны рукава. На рисунке 4 показано расположение каустик в потоке пыли.

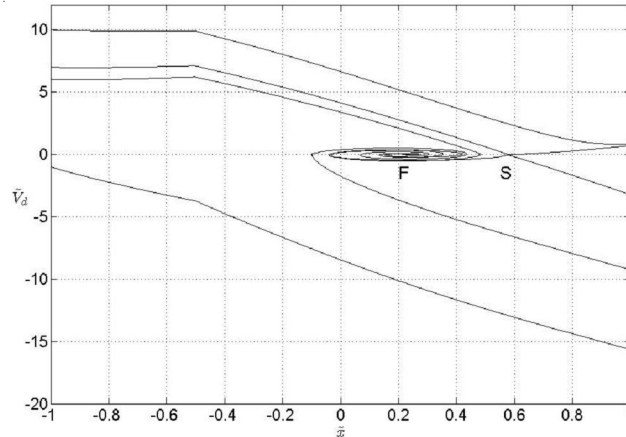


Рис. 3. Семейство профилей скорости пылевой компоненты для различных начальных скоростей пыли. Потенциальная яма расположена в интервале  $\tilde{x} = [-1, 1]$ ; ударный скачок находится в точке  $\tilde{x}_{sh} = -0,5$ ;  $F$  – точка накопления пыли;  $S$  – седловая точка. В окрестности точки фокуса  $F$  имеется бесконечное число точек поворота потока пыли – в этой области между точками поворота движение пыли имеет многопоточный характер. В расчетах принято входное число Маха для газа  $M_{ini} = 5$ ; глубина потенциальной ямы составляет  $\tilde{\varphi}_0 = 2$ , коэффициент трения равен  $\tilde{\beta} = 1,2$

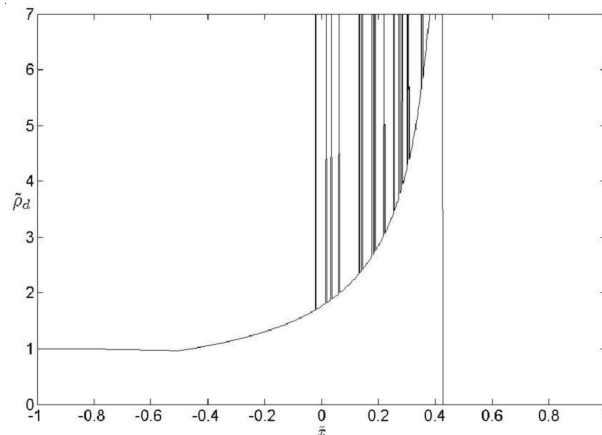


Рис. 4. Распределение плотности пыли в потенциальной яме. Каустики расположены в точках поворота вблизи фокуса и в точке накопления  $F$  (см. рис. 3)

Заметим, что наличие каустик связано с существованием притягивающей точки типа фокус, само существование которой обусловлено только балансом действия двух сил – трения и гравитации, и, вообще говоря, никак не связано с наличием или отсутствием ударной волны. Данный факт подтверждает возможность существования пылевых прожилок в рукаве спиральной галактики даже в случае отсутствия галактической ударной волны.

### Выводы

Исследованы относительные расположения каустик в потоке межзвездной пыли и фронта галактической ударной волны в спиральном рукаве дисковой галактики. В рамках двухжидкостной модели многоскоростного континуума «газ – пыль» показано, что часть пылинок (мелкомас-

штабная фракция) оказывается замороженной в поток и выносится потоком газа из рукава, в то время как крупные пылинки могут захватываться гравитационной ямой спирального рукава и концентрироваться на задней кромке ямы в виде тонких прожилок (каустик). Каустики располагаются между центром рукава и его задней стороной на расстоянии равном примерно половине полуширины рукава. В то же время фронт ударной волны, напротив, должен устанавливаться на передней стороне ямы. Таким образом, сделан вывод о том, что области концентрации пыли в рукаве могут быть существенно пространственно разнесены с галактическим ударным фронтом и необязательно служат его точным трассером.

Данный вывод, однако, основывается на построенных нами распределениях пылевой компоненты в спиральном рукаве, полученных в рамках принятой нами очень простой одномерной модели монодисперсной пылевой среды. Если учесть тот факт, что реальная пылевая среда полидисперсна, а реальное течение не только неоднородно, но к тому же, скорее всего, турбулизовано и сильно неоднородно на масштабах порядка расстояния между точками поворота, каустики в реальности должны размываться и вместо них должны наблюдаться области сглаженного распределения повышенной концентрации пыли. Влияние данных эффектов на структуру течения пыли в спиральном рукаве мы планируем исследовать в последующих работах <sup>2</sup>.

### **ПРИМЕЧАНИЯ**

<sup>1</sup> Работа выполнена в рамках проекта № 11-02-01332а, поддержанного грантом Российского фонда фундаментальных исследований.

<sup>2</sup> Авторы благодарны Е.И. Васильеву и Е.О. Васильеву за замечания.

### **СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. Бочкарев, Н. Г. Основы физики межзвездной среды / Н. Г. Бочкарев. – М. : Либроком, 2010. – 352 с.
2. Ландау, Л. Д. Гидродинамика / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М. : Физматлит, 2001. – 732 с.
3. Марочник, Л. С. Галактика / Л. С. Марочник, А. А. Сучков. – М. : Наука, 1984. – 392 с.
4. Фортов, В. Е. Физика неидеальной плазмы / В. Е. Фортов, А. Г. Храпак, И. Т. Якубов. – М. : Физматлит, 2004. – 528 с.
5. Barrière-Fouchet, L. Dust distribution in protoplanetary disks: Vertical settling and radial migration / L. Barrière-Fouchet, J.-F. Gonzalez, J. R. Murray, R. J. Humble, S. T. Maddison // *Astronomy and Astrophysics*. – 2005. – V. 443. – P. 185–194.
6. Chernin, A. D. Global irregularities of spiral patterns in galaxies: manifestation of hydrodynamic instabilities? / A. D. Chernin, V. V. Korolev, I. G. Kovalenko // *Astrophysical Disks* / ed.: A. M. Fridman, M. Ya. Marov, I. G. Kovalenko. – Springer, 2006. – V. 337. – P. 321–328. – (Astrophysics and Space Science Library).
7. Kostyukova, L. V. On saturation of betatron acceleration of dust particles behind shock fronts / L. V. Kostyukova, V. V. Prudskikh, Yu. A. Shchekinov // *Astronomy Reports*. – 2010. – V. 54. – Issue 1. – P. 48–54.
8. Kovalenko, I. G. 3D structure of gaseous disks in spiral galaxies / I. G. Kovalenko, M. A. Eremin, V. V. Korolev // *Astrophysical Disks* / ed.: A. M. Fridman, M. Ya. Marov, I. G. Kovalenko. – Springer, 2006. – V. 337. – P. 231–240. – (Astrophysics and Space Science Library).
9. Kovalenko, I. G. On a Steady Gas Flow with a Shock Wave in a Potential Well / I. G. Kovalenko, V. V. Levy // *Astronomy and Astrophysics*. – 1992. – V. 264. – P. 406–414.
10. Krugel, E. The physics of interstellar dust / E. Krugel. – IOP Institute of Physics Publishing, 2003. – 559 p.
11. Lord, Steven D. A molecular gas ridge offset from the dust lane in a spiral arm of M83 / Steven D. Lord, Kenney, Jeffrey D. P. // *Astrophysical Journal*. – 1991. – V. 381. – P. 130–136.
12. Mishurov, Yu. N. Formation of Large-Scale Dust Lanes in Spiral Arms of Galaxies / Yu. N. Mishurov, A. A. Ponomareva // *Astronomy Reports*. – 2012. – V. 56. – P. 672–679.

13. Prudskikh, V. V. Mirror instability in a plasma with cold gyrating dust particles / V. V. Prudskikh, L. V. Kostyukova, Yu. A. Shchekinov // *Physics of Plasmas*. – 2010. – V. 17. – Issue 3. – P. 033701–033701-5.
14. Roberts, W. W. Large-scale shock formation in spiral galaxies and its implications on star formation / W. W. Roberts // *Astrophys. J.* – 1969. – V. 158. – P. 123.
15. Tosa, M. The Galactic Three-Dimensional Shock Waves and Its Effect on the Formation of Stars / M. Tosa // *Publications of the Astronomical Society of Japan*. – 1973. – V. 25. – P. 191.

### REFERENCES

1. Bochkarev N.G. *Osnovy fiziki mezhzvezdnoj sredy* [Basic physics of the interstellar medium]. Moscow, Librokom Publ., 2010. 352 p.
2. Landau L.D., Lifshic E.M. *Gidrodinamika* [Hydrodynamics]. Moscow, Fizmatlit Publ., 2001. 732 p.
3. Marochnik L.S., Suchkov A.A. *Galaktika* [Galaxy]. Moscow, Nauka Publ., 1984. 392 p.
4. Fortov V.E., Hrapak A.G., Jakubov I.T. *Fizika neideal'noj plazmy* [Physics of strongly coupled plasma]. Moscow, Fizmatlit Publ., 2004. 528 p.
5. Barrière-Fouchet L., Gonzalez J.-F., Murray J.R., Humble R.J., Maddison S.T. Dust distribution in protoplanetary disks: Vertical settling and radial migration. *Astronomy and Astrophysics*, 2005, vol. 443, pp. 185–194.
6. Chernin A.D., Korolev V.V., Kovalenko I.G. Global irregularities of spiral patterns in galaxies: manifestation of hydrodynamic instabilities? *Astrophysical Disks*. Springer, 2006, vol. 337, pp. 321–328.
7. Kostjukova L.V., Prudskikh V.V., Shchekinov Ju.A. On saturation of betatron acceleration of dust particles behind shock fronts. *Astronomy Reports*, 2010. Vol. 54, issue 1, pp. 48–54.
8. Kovalenko I.G., Eremin M.A., Korolev V.V. 3D structure of gaseous disks in spiral galaxies. *Astrophysical Disks*. Springer. 2006. Vol. 337, pp. 231–240.
9. Kovalenko I.G., Levi V.V. On a Steady Gas Flow with a Shock Wave in a Potential Well. *Astronomy and Astrophysics*, 1992. vol. 264, pp. 406–414.
10. Krugel E. *The physics of interstellar dust*. IOP Institute of Physics Publishing, 2003. 559 p.
11. Steven D. Lord, Kenney, Jeffrey D.P. A molecular gas ridge offset from the dust lane in a spiral arm of M83. *Astrophysical Journal*, 1991, vol. 381, pp. 130–136.
12. Mishurov Yu.N., Ponomareva A.A. Formation of Large-Scale Dust Lanes in Spiral Arms of Galaxies. *Astronomy Reports*, 2012, vol. 56, pp. 672–679.
13. Prudskikh V.V., Kostjukova L.V., Shchekinov Ju.A. Mirror instability in a plasma with cold gyrating dust particles. *Physics of Plasmas*, 2010, vol. 17, issue 3, pp. 033701–033701-5.
14. Roberts W.W. Large-scale shock formation in spiral galaxies and its implications on star formation. *Astrophys. J.*, 1969, vol. 158, p. 123.
15. Tosa M. The Galactic Three-Dimensional Shock Waves and Its Effect on the Formation of Stars. *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 1973, vol. 25, p. 191.

**POST-GALACTIC-SHOCK DUST DISTRIBUTION:  
ONE-DIMENSIONAL MODEL****Bezborodov Mikhail Alexandrovich**

Post-Graduate Student, Department of Theoretical Physics and Wave Phenomena,  
Volgograd State University  
mabezborodov@rambler.ru  
Prospect Universitetskij, 100, 400062 Volgograd, Russian Federation

**Kovalenko Iliya Gennadievich**

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor,  
Professor of Department of Theoretical Physics and Wave Phenomena,  
Volgograd State University  
i.kovalenko@volsu.ru  
Prospect Universitetskij, 100, 400062 Volgograd, Russian Federation

**Abstract.** The aim of the paper is to study whether the dust lanes in the interstellar gas and the shock front in the galactic shock wave can be well spatially separated. A one-dimensional model of the steady state gas-dust flow through the gravitational potential well of the spiral arm is analyzed. The model considers gas and dust as two interpenetrating fluids with two different velocities. Friction is adopted as the only kind of interaction between dust and gas; dust pressure from gas as well as internal pressure inside dust fluid are not allowed for. Dust is considered as a light component dragged by gas, the opposite influence of dust on gas motion is neglected. Turbulent diffusion of dust particles is also ignored. The dust component is considered as a monodisperse mixture of identical particles whose sizes remain constant. Dust streams into the computational domain together with gas, no dust production inside the spiral arm is taken into account. The calculations show that dust has a tendency to concentrate at the rear side of the spiral arm whereas the shock front is set up on the front side. It is concluded that the areas of dust concentration within the arm can be significantly spatially separated from the galactic shock front and thus may not serve as tracers of the shock front. Furthermore, the dust lanes arise even in the subsonic gas flow through the spiral arm when the shock front never forms and thus the dust lanes presence may be not related to the presence or absence of the shock front.

**Key words:** spiral galaxies, interstellar medium, interstellar dust, galactic shock waves, caustics.