

УДК 533.6.011.72

© 1990 г.

М. Г. ЛЕБЕДЕВ, А. В. МЯСНИКОВ

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДВУХ СВЕРХЗВУКОВЫХ РАДИАЛЬНЫХ
ПОТОКОВ ГАЗА**

В рамках модели невязкого совершенного газа изучено течение, возникающее при соударении двух сферически-симметричных сверхзвуковых потоков газа, порожденных пространственными источниками. В случае, когда характеристики обоих источников одинаковы, данная задача сводится к задаче о взаимодействии сферически-симметричного потока с плоской преградой [1, 2]. Осуществляя некоторый предельный переход, течение от одного из источников можно привести к равномерному сверхзвуковому потоку газа. В этом случае задача сводится к задаче обтекания источника равномерным потоком газа, которая рассматривалась в [1, 3, 4].

В настоящей работе проведено подробное исследование возникающих течений в зависимости от всех параметров, характеризующих оба источника. Изучены ударно-волновая структура как в окрестности оси симметрии, так и вдали от нее, распределения газодинамических величин в ударных слоях; установлены некоторые законы подобия.

Определенный интерес представляют астрофизические приложения задачи, связанные, в частности, с одним механизмом рентгеновского излучения в двойных звездных системах [5].

1. Характерная структура исследуемого течения представлена на фиг. 1, а. В рамках модели невязкого газа течения от источников разделены контактной поверхностью S , а область взаимодействия I+II заключена между ударными волнами F и G .

Течение сжимаемого газа от источника существует, как известно, вне некоторой сферы, на которой скорость газа звуковая. На фиг. 1, а такие сферы с радиусами R_1 и R_2 обозначены для левого и правого источников соответственно H_1 и H_2 . Вместе с волнами F и G сферы H_1 и H_2 ограничивают область невозмущенного течения III+IV.

Исследуемая задача симметрична относительно оси, соединяющей центры источников. В цилиндрических координатах (r, z) с полюсом в центре левого источника H_1 уравнения неразрывности, адиабаты и Бернулли, описывающие течение в областях III, IV, в безразмерной форме имеют вид

$$\rho U(r^2+z^2)=1, \quad p=\rho^{\gamma_1} K^{2(\gamma_1-1)}/\gamma_1 \quad (1.1)$$

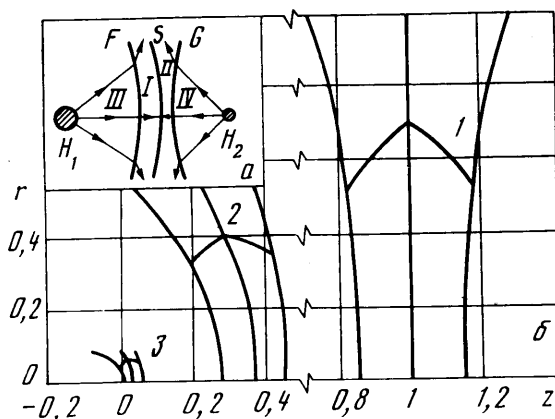
$$U^2 = \frac{\gamma_1+1}{\gamma_1-1} - \frac{2\gamma_1}{\gamma_1-1} \frac{p}{\rho}$$

$$\rho U[r^2+(2-z)^2]=C^2 \Omega \chi^{-1}, \quad p=\rho^{\gamma_2} K^{2(\gamma_2-1)} \Omega^{(1-\gamma_2)} \chi^{2\gamma_2}/\gamma_2$$

$$U^2 = \frac{\gamma_2+1}{\gamma_2-1} \chi^2 - \frac{2\gamma_2}{\gamma_2-1} \frac{p}{\rho}$$

Здесь ρ, p, U — плотность, давление и абсолютная величина скорости в точке (r, z) . Все линейные размеры отнесены к $D=L/2$, где L — расстояние между центрами источников, скорости — к критической скорости звука для левого источника a_1 , плотности и давления к величинам $\rho_1(R_1/D)^2$ и $\rho_1 a_1^2 (R_1/D)^2$, где ρ_1 — критическая плотность для левого источника.

Безразмерные параметры $K=R_1/D$ и $C=R_2/R_1$ характеризуют отношение радиусов источников к расстоянию между ними и друг к другу, $\Omega = \rho_2 a_2^2 / \rho_1 a_1^2$ — отношение удельных потоков импульса, поступающих от



Фиг. 1

каждого источника, $\chi = a_2/a_1$ характеризует отношение полных температур обоих потоков, γ_1 и γ_2 — показатель адиабаты, различные, вообще говоря, для разных источников.

В принятой системе безразмерных переменных уравнения Эйлера, описывающие течение в областях I и II, условия Рэнкина — Гюгоньо на волнах F и G , условия непротекания и равенства давлений на контактной поверхности сохраняют свой стандартный вид.

Каждая из областей I и II состоит из области до- и трансзвукового и чисто сверхзвукового течения, задачи о расчете которых могут быть решены последовательно.

Задача для до- и трансзвуковой области была решена численно конечно-разностным нестационарным методом Бабенко — Русанова [6]. При этом использовалась модификация метода [3, 4], позволяющая рассчитывать течение в двух ударных слоях, разделенных контактной поверхностью. Основная масса расчетов была проведена в цилиндрической системе координат на разностной сетке, имеющей $P \times Q + P \times Q$ узлов, где P — число узлов в направлении поперек каждого ударного слоя, а Q — вдоль него. Во всех расчетах бралось $P=11$, а Q менялось от 6 до 21. Часть расчетов была выполнена в сферической системе координат с полюсом как в левом, так и в правом источнике. Результаты расчетов, проведенных для одного и того же варианта во всех трех системах координат, практически совпадают.

Область чисто сверхзвукового течения решение продолжалось маршевым методом, являющимся стационарным аналогом метода [6] с использованием модификации [7], позволяющей рассчитывать течение в двух ударных слоях, разделенных контактной поверхностью.

2. Решение задачи о взаимодействии двух сверхзвуковых сферически-симметричных источников зависит от шести независимых параметров: K , C , Ω , χ , γ_1 , γ_2 . Однако из (1.1) видно, что при $K=0$ зависимость от параметров C и Ω осуществляется через их комбинацию $\Lambda = C^2 \Omega$. При $K=0$ и конечных значениях параметра C характерные размеры каждого из источников пренебрежимо малы по сравнению с расстоянием между ними и на любом конечном удалении от каждого источника имеет место гиперзвуковое течение газа с $M=\infty$, $p=0$. Введенный параметр Λ представляет собой отношение полных потоков импульса, поступающих от каждого источника.

Следуя [2], можно показать, что решение задачи о взаимодействии двух источников не зависит от параметра K и при конечных, но достаточно малых его значениях. Для этого необходимо, чтобы течение газа перед каждой ударной волной сохраняло свой гиперзвуковой характер при ненулевых значениях K .

Высказанные положения подтверждаются двумя сериями расчетов, в одной из которых при фиксированных $C=4$, $\Omega=1$ значения K изменялись в пределах $0 \leq K \leq 0,1$. Во второй серии при $K=0,1$ значения C и Ω изменялись при выполнении условия $\chi=1$, $\Lambda=16$; в обеих сериях расчетов $\gamma_1=\gamma_2=$

$=5/3$. При этом оказалось, что для всех проведенных расчетов геометрические картины течения различаются не более чем на 10%.

Так же как и в [2], можно показать, что изменение температурного параметра χ не оказывает влияния на геометрическую картину стационарного течения, на поле давлений, а также на поля скоростей и плотностей в течении от одного источника, изменение же скоростей и плотностей в течении от другого источника сводится к изменению масштаба этих величин.

Из этих замечаний следует, что при $K \ll 1$ решение задачи зависит лишь от трех параметров: Λ , γ_1 , γ_2 , что существенно облегчает исследование.

Зависимость решения от Λ продемонстрирована на фиг. 1, б. Кривым 1, 2, 3 соответствуют значения $\Lambda=1, 25, 2116$; $\gamma_1=\gamma_2=5/3$. По мере увеличения Λ область возмущенного течения смещается к левому источнику, при этом происходит утоньшение ударного слоя и уменьшение области, занятой дозвуковым течением.

Исходя из условия равенства давлений на S , можно установить зависимость от параметра Λ отходов F_0 и G_0 ударных волн F и G от левого источника. Используя известную формулу Рэлея, условие равенства давлений в точке торможения запишем в виде

$$\rho_F U_F^2 \varphi(M_F, \gamma_1) = \rho_G U_G^2 \varphi(M_G, \gamma_2) \quad (2.1)$$

где ρ , U , M — плотности, скорости и числа Маха на оси симметрии непосредственно перед ударными волнами. Для гиперзвуковых источников $M_F = M_G = \infty$, поэтому при равных $\gamma_1 = \gamma_2$ имеем $\rho_F U_F^2 = \rho_G U_G^2$. Подставляя в последнюю формулу выражения для скорости и плотности из (1.1), получим

$$(L - G_0)/F_0 = \Lambda^{1/2} \quad (2.2)$$

Численные решения, естественно, удовлетворяют этому соотношению. Не представляет труда получить аналогичную формулу при $\gamma_1 \neq \gamma_2$.

При больших значениях Λ , когда отходы F_0 и G_0 становятся малыми, можно пренебречь в (2.2) величиной G_0 по сравнению с L : $F_0 = L\Lambda^{-1/2}$. Считая, что толщины обоих ударных слоев при $\Lambda \gg 1$ суть величины одного порядка, получим для отходов S_0 и G_0 соотношения $S_0 \sim G_0 \sim \Lambda^{-1/2}$. Вследствие гиперзвукового характера течения от источников и условий Рэнкина — Гюгонно, за ударной волной F $\rho_F \sim \Lambda$, $p_F \sim \Lambda$, $U_F \sim 1$. Используя формулу Рэлея и условия адиабатичности вдоль оси симметрии, получим, что в точке торможения справедлива оценка $\rho_S \sim \Lambda$, $p_S \sim \Lambda$. Наконец, из условий Рэнкина — Гюгонно и формулы Рэлея следует, что и непосредственно за волной G справедливо $\rho_G \sim \Lambda$, $p_G \sim \Lambda$, $U_G \sim 1$. Таким образом, имеет место подобие течений в окрестности оси симметрии при взаимодействии гиперзвуковых источников для случая $\Lambda \gg 1$

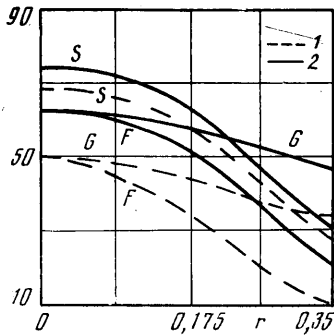
$$F_0 \sim S_0 \sim G_0 \sim \Lambda^{-1/2}, U_F \sim U_G \sim 1 \quad (2.3)$$

$$p_F \sim p_S \sim p_G \sim \rho_F \sim \rho_S \sim \rho_G \sim \Lambda$$

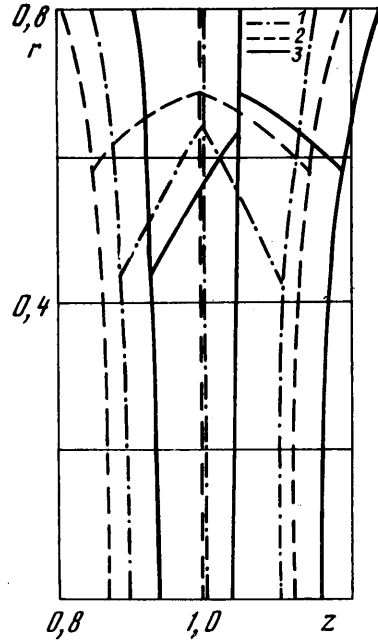
Результаты расчетов подтверждают существование такого подобия. Относительная ошибка δ , с которой выполнены указанные соотношения, находится в пределах 10% при $\Lambda > 100$. С уменьшением Λ относительная ошибка δ растет, хотя абсолютная ошибка остается примерно постоянной даже при $\Lambda \rightarrow 1$.

Как показывают расчеты, в полярной системе координат (R, θ) с полюсом в левом источнике соотношения (2.3) выполняются не только на оси симметрии, но и на любом луче θ , по крайней мере до $\theta \sim 60^\circ$. Таким образом, установленное подобие геометрических картин взаимодействия и полей течений в ударных слоях распространяется на всю до- и трансзвуковую область.

Зависимость газодинамических величин от $\Lambda \gg 1$ такова, что при увеличении Λ от 1 до 100 безразмерные плотности и давления возрастают в



Фиг. 2



Фиг. 3

20–30 раз, при этом во внешнем по отношению к левому источнику слое сильнее, чем во внутреннем. На фиг. 2 представлены распределения давлений (кривые 1) и плотностей (кривые 2) на поверхностях разрывов при $\Lambda=100$. На внутренней волне F и контактной поверхности S плотности и давления меняются в зависимости от r по одному закону, а отношение их слабо зависит от Λ . При $\Lambda > 100$ вступают в силу соотношения (2.3).

В рассматриваемом случае взаимодействия гиперзвуковых потоков ($K=0$, $M_F=M_G=\infty$) при $\gamma_1=\gamma_2$ и $\chi=1$ на контактной поверхности S совпадают не только давления, но и плотности. При $\chi \neq 1$ равенство плотностей уже не имеет места в силу отмеченной выше зависимости стационарного решения от значения χ . Таким же свойством обладают и касательные к S компоненты скорости. Однако зависимость решения от χ такова, что при $\chi \neq 1$ значения чисел Маха на контактной поверхности равны, следовательно, при $\gamma_1=\gamma_2$ положение звуковых точек на контактной поверхности совпадает.

При $\Lambda \rightarrow \infty$ вся ударно-волновая структура возмущенного течения стягивается в точку, совпадающую с левым источником.

При конечных значениях параметров K и C такая картина уже не имеет места. В этом случае ударная волна подходит на оси симметрии вплотную к предельной поверхности H_1 левого источника, после чего течение вида, представленного на фиг. 1, *a*, перестает существовать. При конечных, но малых значениях $K \ll 1$ можно оценить предельную величину параметра $\Lambda = \Lambda_{\max}$, при котором течение разрушается. В формуле (2.3) положим $M_F=1$, $U_F=1$, $\rho_F=K^{-2}$. Пользуясь условием малости K и конечности C , положим $M_G=\infty$, $\rho_G=0$. Тогда из (1.1)

$$U_G = \left(\frac{\gamma_2 + 1}{\gamma_2 - 1} \right)^{1/2} \chi, \quad \rho_G = \frac{\lambda \chi^{-1}}{(2 - G_0)^2 U_G} \quad (2.4)$$

Функция φ в (2.1) имеет значения

$$\varphi(\infty, \gamma) = \frac{2}{\gamma + 1} \left[\frac{(\gamma + 1)^2}{4\gamma} \right]^{\gamma/(\gamma-1)}, \quad \varphi(1, \gamma) = \varphi(\infty, \gamma) \left[\frac{2\gamma}{\gamma + 1} \right]^{1/(\gamma-1)} \quad (2.5)$$

Подставляя (2.4), (2.5) в (2.1) и пренебрегая G_0 по сравнению с 2, получим приближенное соотношение между предельными значениями параметров K и Λ , при которых наступает разрушение течения

$$K^2\lambda = 4 \left(\frac{\gamma-1}{\gamma+1} \right)^{1/2} \left(\frac{2\gamma}{\gamma+1} \right)^{1/(\gamma-1)} \quad (2.6)$$

Зависимость геометрической картины течения от значений показателей адиабат γ_1 и γ_2 продемонстрирована на фиг. 3. Кривой 1 соответствует вариант с $\gamma_1 = \gamma_2 = 1,4$, кривой 2 — вариант с $\gamma_1 = \gamma_2 = 5/3$, кривой 3 — вариант с $\gamma_1 = 1,4$, $\gamma_2 = 5/3$. Во всех трех случаях $K=0$, $\Lambda=1$, $\chi=1$. При равных показателях адиабат (кривые 1 и 2) картины течения симметричны относительно плоской контактной поверхности и совпадают с аналогичными картинками в [2]. Увеличение $\gamma = \gamma_1 = \gamma_2$ приводит к утолщению ударного слоя и увеличению области, занятой дозвуковым течением. Координаты звуковых точек на контактной поверхности в этих случаях совпадают.

При неодинаковых значениях показателя адиабаты (кривые 3) ударные слои смещаются в сторону источника с большим γ . При этом каждый слой остается подобным самому себе. В этом смысле имеет место известная автономность течения в одном ударном слое относительно изменения параметров, определяющих течение в другом. Координаты звуковых точек на S не совпадают.

В случаях, когда Λ отличается от единицы, одновременное уменьшение γ_1 , γ_2 также приводит к сжатию обоих ударных слоев, причем при $\gamma \rightarrow 1$ ударно-волновая структура стягивается к контактной поверхности, а плотность в ударном слое стремится к бесконечности. В этом случае нетрудно определить положение контактной поверхности на оси симметрии. Положив в (2.2) $F_0 = S_0 = G_0$, получим $S_0 = L / (1 + \Lambda^{1/2})$. Значению $\Lambda = 16$ здесь соответствует $S_0 = 0,4$, тогда как из расчетов ($\gamma = 1,15$) следует $S_0 = 0,412$.

Рассмотрим условия, при которых решение поставленной задачи стремится к решению задачи о взаимодействии сверхзвукового источника и равномерного потока [1, 3, 4].

Отнесем все линейные размеры к радиусу левого источника R_1 , скорости, плотности и давления — к величинам a_1 , ρ_1 , $\rho_1 a_1^2$ соответственно. Возникшие при этом безразмерные параметры содержатся только в уравнениях, описывающих течение в области IV

$$\rho U = \frac{(R_2/L)^2 \Omega \chi^{-1}}{(1-z/L)^2 + (r/L)^2}, \quad p = \rho^{1/2} \Omega^{(1-\gamma_2)} \frac{\chi^{2\gamma_2}}{\gamma_2} \quad (2.7)$$

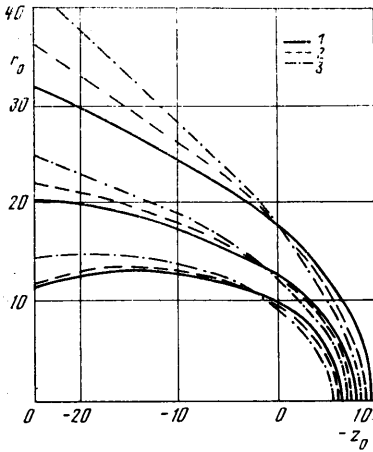
$$U^2 = \frac{\gamma_2 + 1}{\gamma_2 - 1} \chi^2 - \frac{2\gamma_2}{\gamma_2 - 1} \frac{p}{\rho}$$

При переходе в (2.7) к пределу при $R_2 \rightarrow \infty$, $L \rightarrow \infty$, $R_2/L = \text{const}$, в любой фиксированной точке (r, z) при фиксированных Ω и χ решение зависит лишь от отношения R_2/L . При этом $\text{tg } \varphi = (r/L) / (1-z/L) \rightarrow 0$ (φ — угол между осью z и линией тока от правого источника, проходящей через точку (r, z)), следовательно, течение от правого источника в любой области конечной протяженности перед ударной волной будет стремиться к равномерному потоку. Число Маха, характеризующее этот предельный поток, определяется из соотношения

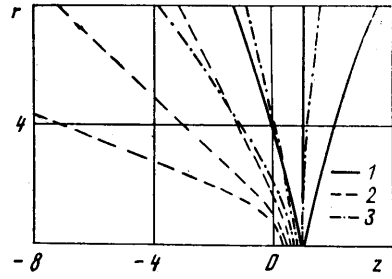
$$M_\infty \left[\frac{\gamma_2 + 1}{2 + M_\infty^2 (\gamma_2 - 1)} \right]^{0,5(\gamma_2 + 1) / (\gamma_2 - 1)} = \left(\frac{R_2}{L} \right)^2 \quad (2.8)$$

По формулам изэнтропического течения можно определить параметр $\Omega_0 = \rho_1 a_1^2 / \rho_\infty V_\infty^2$, характеризующий взаимодействие источника и равномерного потока [4].

$$\Omega_0 = \Omega^{-1} M_\infty^2 \left[\frac{\gamma_2 + 1}{2 + M_\infty^2 (\gamma_2 - 1)} \right]^{1/2(1-\gamma_2)} \quad (2.9)$$



Фиг. 4



Фиг. 5

Здесь ρ_∞ и V_∞ — плотность и скорость равномерного потока).

На фиг. 4 изображены картины течения, возникающего при предельном переходе. Здесь r_0 , z_0 — линейные величины, отнесенные к радиусу левого источника R_1 . Кривые 3 соответствуют значениям $L=81$, $R_2=12$, кривые 2 — значениям $R_2=40$, $L=270$ (в обоих вариантах $R_1=1$; $\Omega=1$; $\gamma_1=-\gamma_2=1,2$; $R_2/L=0,148$). Кривые 1 представляют решение задачи о взаимодействии источника и равномерного потока со значениями $\gamma_2=1,2$; $M_\infty=4,3$; $\Omega_0=16$, вычисленными по формулам (2.8), (2.9). Из фиг. 4 видно, что при $L=270$ решения обеих задач в до- и трансзвуковой области уже достаточно близки. При обтекании левого источника равномерным потоком газа ($R_2/R_1=\infty$) либо потоком, близким к равномерному ($R_2/R_1 \gg 1$), внутренняя ударная волна на некотором расстоянии от источника достигает максимального удаления от оси симметрии, после чего вновь отклоняется к оси (фиг. 4). При дальнейшем удалении от источника должно произойти пересечение ударной волны с осью симметрии с образованием маховского диска, как это имеет место, например, при истечении сверхзвуковых струй в затопленное пространство или в спутный поток [7]. Образование такой структуры связано с тем, что на достаточном удалении от точки встречи потоков происходит перерасширение газа в потоке от источника по сравнению с равномерным (или почти равномерным) набегающим потоком, в котором динамическое давление остается постоянным (или слабо меняется). Отклонение внутренней ударной волны к оси симметрии компенсирует возникающий перепад давлений в области возмущенного течения.

При уменьшении отношения R_2/R_1 , когда динамические давления в обоих потоках вдали от источников примерно одинаковы, внутренняя ударная волна уже не отклоняется к оси симметрии, а с удалением в бесконечность стремится к прямолинейной асимптоте.

Такой тип взаимодействия двух потоков от источников изображен на фиг. 5, где представлены результаты расчетов для $K=0$, $\gamma_1=\gamma_2=5/3$, $\Lambda=C^2\Omega=1; 2,25; 16$ (этим трем значениям Λ соответствуют кривые 1—3). Во всех трех случаях ударные волны, возникающие в течении от левого источника, на большом удалении от последнего представляют собой прямые линии, наклоненные к оси z под углом, большим 90° ; при этом их интенсивности быстро падают, так что происходит вырождение ударных волн в характеристические поверхности. При увеличении параметра Λ происходит смена знака кривизны ударной волны, возникающей в течении от правого источника; для случая, представленного на фиг. 5, это изменение имеет место при значении параметра $\Lambda=3,3$.

3. Определенный интерес представляют некоторые астрофизические приложения рассмотренной задачи, связанные, в частности, с одним механизмом рентгеновского излучения в тесных двойных системах, в состав которых входят компоненты, испускающие звездный ветер [5]. В результате взаимного торможения образуется сильно нагретая область взаимодействия, способная излучать в рентгеновском диапазоне.

Для расчета этой области в рамках описанной выше модели достаточно задать массовые расходы \dot{M}_1 и \dot{M}_2 , скорости звездных ветров V_1 , V_2 и расстояние между компонентами L . В случае, когда радиусы звезд малы по сравнению с расстоянием между ними, течение газа перед ударными волнами носит гиперзвуковой характер и, как показано в разд. 1, можно положить $K=0$.

Скорости V_1 и V_2 близки к предельным и при $K=0$ легко найти их связь с критическими скоростями a_1 и a_2 из (1.1) и (1.2). При равных показателях адиабат $\gamma=\gamma_1=\gamma_2$ связь между параметрами Λ , χ и величинами \dot{M}_2 , \dot{M}_1 , V_1 , V_2 определяется соотношениями

$$\Lambda = \dot{M}_2 V_2 / \dot{M}_1 V_1, \quad \chi = V_2 / V_1 \quad (3.1)$$

После решения газодинамической задачи с определенными из (3.1) значениями Λ и χ , $K=0$, $\gamma=5/3$ можно получить распределения температуры T и концентрации плазмы N в каждой точке области взаимодействия, которые определяют объемный коэффициент тормозного излучения полностью ионизованной плазмы (см. например, [8]).

В рамках механизма тормозного излучения для конкретной двойной системы V444 Cygni была определена полная светимость в диапазоне 0,1–5 кэВ. Ее значение оказалось на два–три порядка выше наблюдаемого [9], при этом варьирование параметров (3.1) в допустимых пределах, а также учет поглощения в звездных ветрах и в межзвездной среде не привело к заметному снижению расчетных значений.

Интересно отметить, что до- и трансзвуковая область дает лишь около 25% вклада в суммарную светимость, но и это значение светимости значительно выше наблюдаемого. Такое расхождение между экспериментальными и расчетными данными, по-видимому, объясняется тем, что в расчетах была использована простейшая газодинамическая модель и не было учтено высвечивание в области взаимодействия, а также механизмы ускорения и торможения звездных ветров за счет гравитации и радиационного давления.

Авторы благодарят В. Б. Баранова за постоянное внимание к работе, С. А. Жекова и В. В. Усова за полезные обсуждения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гилинский М. М., Лебедев М. Г., Якубов И. Р. Моделирование течений газа с ударными волнами. М.: Машиностроение, 1984. 192 с.
2. Лебедев М. Г., Савинов К. Г. Удар неравномерного сверхзвукового потока газа в плоскую преграду // Изв. АН СССР. МЖГ. 1969. № 3. С. 164–171.
3. Баранов В. Б., Лебедев М. Г., Рудерман М. С. Структура области взаимодействия солнечного ветра с межзвездной средой и ее влияние на проникновение атомов H в солнечный ветер // Astrophys and Space Science. 1979. V. 66. № 2. P. 429–440.
4. Лебедев М. Г., Саудомирская И. Д. Встречное взаимодействие сверхзвуковых невязких потоков газа // Вычислительные методы и программирование. Вып. 34. М.: Изд-во МГУ, 1981. С. 70–81.
5. Прилуцкий О. Ф., Усов В. В. О рентгеновском излучении двойных систем, содержащих звезды Вольф – Райе // Астрон. журн. 1976. Т. 53. Вып. 1. С. 6–9.
6. Бабенко К. И., Русанов В. В. Разностные методы решения пространственных задач газовой динамики // Тр. II Всесоюз. съезда по теоретической и прикладной механике: Обз. докл. Вып. 2. М.: Наука, 1965. С. 247–262.
7. Дьяконов Ю. Н., Усов В. И. Расчет сверхзвуковых струй идеального газа методом сеток // Науч. тр. Ин-та мех. МГУ. 1970. № 5. С. 73–87.
8. Каплан С. А. Тормозное излучение // Физика космоса: Маленькая энциклопедия. М.: Сов. энциклопедия, 1986. С. 660–661.
9. Moffat A. F. J., Firmani C., McLean I. S., Seggewiss W. Timedependent X-ray Observations of Wolf – Rayet binaries with O-type and with suspected compact companions // IAU Sympos. 99: Wolf – Rayet stars: observations, physics, evolution COZUmel (Mexico), 1981. Dordrecht: D. Reidel, 1982. P. 577–581.

Москва

Поступила в редакцию
16.V.1989