

УДК 533.6.011.5+523.14

ТРЕХКОМПОНЕНТНАЯ ГАЗОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА С МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДОЙ

БАРАНОВ В. Б., ЕРМАКОВ М. К., ЛЕБЕДЕВ М. Г.

В последнее время в литературе, связанной с исследованием физики космического пространства, большое внимание уделяется вопросам проникновения атомов водорода и гелия из межзвездной среды в солнечную систему. При этом интерпретация измерений на космических аппаратах рассеянного солнечного излучения на длинах волны 1216 Å (для H) и 584 Å (для He) требует построения наиболее полных теоретических моделей взаимодействия солнечного ветра с межзвездной средой.

С точки зрения газовой динамики эта проблема в своей простейшей форме сводится к задаче о взаимодействии сверхзвукового сферически-симметричного течения от источника (солнечный ветер) со сверхзвуковым поступательным потоком газа (межзвездная среда). Последний поток, который в дальнейшем будем называть межзвездным ветром, обусловлен собственным движением межзвездного газа (до экспериментов на космических аппаратах считалось, что межзвездный ветер обусловлен собственным движением Солнца относительно ближайших звезд).

Межзвездный ветер состоит главным образом из заряженной компоненты (электронов и протонов), концентрация которой составляет величину $\sim 0,04 \text{ см}^{-3}$. В настоящее время считается, что скорость этого потока V_{∞} относительно Солнца $\sim 20 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$; при температуре межзвездного газа $T_{\infty} \approx 15 \cdot 10^3 \text{ К}$, принимаемой на основании экспериментальных данных, является сверхзвуковой. Поскольку концентрации атомов He в межзвездной среде почти на порядок меньше концентрации H, то наличие гелия слабо влияет на течение и в дальнейшем учитываться не будет.

Солнечный ветер состоит в основном из протонов и электронов с концентрацией $n_E \sim 5 \text{ см}^{-3}$ и его средней скоростью $V_E = 400 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ на орбите Земли (более подробно о газовой динамике солнечного ветра и межзвездной среды см. [1]).

Будем считать, что взаимодействие солнечного ветра с заряженной компонентой межзвездного ветра можно описать газодинамическими уравнениями Эйлера. Это предположение является, во-первых, следствием больших сечений кулоновских столкновений по сравнению с сечениями упругих столкновений заряженных частиц с нейтральными и, во-вторых, вытекает из возможности эффективного рассеяния заряженных частиц в плазме вследствие коллективных процессов, обусловленных плазменными неустойчивостями. При этом рассматриваемая задача о взаимодействии сферически-симметричного сверхзвукового солнечного ветра со сверхзвуковым межзвездным ветром обладает осевой симметрией, а качественная картина изображена на фиг. 1, а, где G — ударная волна, через которую проходит солнечный ветер, тормозящийся на межзвездной среде, а F — ударная волна, через которую проходит плазма межзвездного ветра, тормозящаяся на солнечном ветре. Контактная поверхность S отделяет солнечный ветер от заряженной компоненты межзвездной среды.

Эта модель с двумя ударными волнами впервые была предложена и рассчитана в [2] методом Буземана (см. в [3]) в предположении малости расстояния между ударными волнами по сравнению с их расстоянием от Солнца. Полная структура области между F и G без последнего предположения рассчитана в [4] конечно-разностным нестационарным методом [5]. В частности, было показано, что область взаимодействия является достаточно протяженной (сравнимой с ее расстоянием от Солнца).

Цитированные выше работы не рассматривали влияния атомов H на структуру течения. Однако их резонансная перезарядка на протонах может существенно изменить картину течения. Например, этот процесс тормозит солнечный ветер и нарушает его сферическую симметрию. Кроме того, резонансная перезарядка в области между ударной волной F и контактной поверхностью S сообщает дополнительный импульс заряженной компоненте межзвездного ветра, поскольку в этой области протоны резко тормозятся, а атомы H, не испытывая упругих столкновений, практически не изменяют своей скорости. Последний эффект, обнаруженный в [6], приводит, во-первых,

к экранированию атомов Н в смысле их проникновения в солнечную систему и, вторых, к приближению к Солнцу области между ударными волнами F и G .

В настоящей работе численно исследуется модель взаимодействия солнечного и межзвездного ветров с учетом процессов резонансной перезарядки. Последний эффект обобщает результаты, полученные в [4], где эти процессы не принимались во внимание.

1. Рассмотрим стационарное течение, возникающее при взаимодействии потока полностью ионизованного водородного газа от сверхзвукового пространственного источника (солнечный ветер) и сверхзвукового поступательного потока газа, состоящего из электронов, протонов и атомов Н (межзвездный ветер). В рамках модели невязкого газа области течения заряженных компонент разделяются контактной поверхностью S (фиг. 1, a), в то время как атомы Н свободно проходят через S и проникают в солнечный ветер, нарушая его сферическую симметрию. Если ввести сферическую систему координат с центром в Солнце, а ось симметрии z направить в сторону, противоположную направлению вектора скорости V_∞ межзвездного ветра, то задача будет двумерной, где все параметры зависят от r и θ (r — расстояние от Солнца, θ — полярный угол). Течение межзвездной среды левее ударной волны F (в области IV на фиг. 1, a) считаем известным. При этом принимаем, что скорости и температуры заряженной и нейтральной компонент одинаковы: $V_\infty = V_{H\infty}$, $T_\infty = T_{H\infty}$ (здесь и в дальнейшем величины с индексом H относятся к нейтральной, а безындексные — к заряженной компоненте).

Хотя изучаемое течение и является течением трехкомпонентной среды (электроны, протоны, атомы Н), тем не менее рассматриваемые ниже уравнения являются уравнениями для двухкомпонентного газа, поскольку движение электронов и протонов в данной задаче будет рассматриваться в рамках одножидкостного приближения. Таким образом, течение заряженной компоненты межзвездного ветра в области I (левее контактной поверхности S) и солнечного ветра в областях II и III (области до ударной волны G и за нею) описывается уравнениями [7, 8]:

$$\operatorname{div}(\rho \mathbf{V}) = 0 \tag{1.1}$$

$$(\mathbf{V} \nabla) \mathbf{V} + \rho^{-1} \nabla p = \nu_c (\mathbf{V}_H - \mathbf{V}) \tag{1.2}$$

$$\mathbf{V} \nabla p + \gamma p \operatorname{div} \mathbf{V} = \rho (\gamma - 1) \nu_c \left[\frac{(\mathbf{V}_H - \mathbf{V})^2}{2} - \frac{3kT}{2m_H} + \frac{3kT_H}{2m_H} \right] \tag{1.3}$$

$$p = 2\rho kT / m_H \tag{1.4}$$

В этих уравнениях k — постоянная Больцмана, m_H — масса атома водорода. Правые части в (1.2), (1.3) описывают обмен импульсом и энергией при столкновениях протонов и атомов Н, сопровождающихся перезарядкой. Для частоты ν_c таких столкновений имеем

$$\nu_c = \frac{\rho_H}{m_H} \sigma U_e, \quad U_e = \left[(\mathbf{V}_H - \mathbf{V})^2 + \frac{128k(T + T_H)}{9\pi m_H} \right]^{1/2} \tag{1.5}$$

где σ — эффективное сечение перезарядки, являющееся, вообще говоря, функцией относительной скорости. Оценки для этой величины дают $\sigma \sim (2-6) \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$. Величина отношения удельных теплоемкостей принята равной $\gamma = 5/3$.

Будем считать, что атомы Н вне процесса взаимодействия с протонами не меняют своей скорости и температуры. Кроме того, пренебрежем образовавшимися при перезарядке вторичными атомами Н. Тогда движение

атомов водорода в областях I, II и III описывается уравнениями [7, 8]:

$$V_H = V_{H\infty} = \text{const}, \quad T_H = T_{H\infty} = \text{const}, \quad \text{div}(\rho_H V_H) = -\rho v_c. \quad (1.6)$$

Граничными условиями рассматриваемой задачи являются соотношения Ренкина — Гюгонио на ударных волнах F и G , условия равенства давления и непротекания для заряженной компоненты на обеих сторонах контактной поверхности S и условия симметрии на линии торможения $\theta=0$.

Солнечный ветер в области III представляет собой течение от источника (хотя и возмущенное благодаря взаимодействию с проникающими в эту область атомами H). При этом течение обладает предельной поверхностью, на которой следовало бы поставить граничные условия. Однако, как показывают расчеты, возмущения в области III довольно быстро затухают; поэтому течение от источника можно с определенной степенью точности считать невозмущенным внутри сферы достаточно большого радиуса R_E (фиг. 1, а) и ставить граничные условия при $r=R_E$. В дальнейшем примем расстояние R_E равным одной астрономической единице (а.е.), что удобно, поскольку в районе орбиты Земли хорошо известны экспериментальные данные по параметрам солнечного ветра.

Пусть заданы параметры, характеризующие кинетическую и полную энергию солнечного ветра, например динамический напор $Q_E = \rho_E V_E^2$ при $r=R_E$ и скорость звука в условиях торможения a_0 . Тогда, считая течение при $r=R_E$ гиперзвуковым (экспериментальные данные подтверждают это предположение), имеем

$$u_E = V_E = a_0 \left(\frac{\gamma-1}{2} \right)^{1/2}, \quad v_E = 0, \quad p_E = 0, \quad \rho_E = Q_E / V_E^2 \quad (1.7)$$

Условия (1.7) замыкают поставленную задачу. При фиксированном значении отношения удельных теплоемкостей γ ее определяют пять безразмерных параметров: число Маха межзвездного ветра M_∞ ; отношения динамических напоров и температур торможения газа, поступающего от источника, и газа в поступательном потоке $K = \rho_E V_E^2 / \rho_\infty V_\infty^2$ и $\chi = T_0 / T_{0\infty} = (a_0 / a_{0\infty})^2$ соответственно; степень ионизации межзвездной среды $q = \rho_{H\infty} / \rho_\infty$ и параметр, характеризующий процесс перезарядки, $\varphi = c R_E K^{1/2} \rho_\infty / m_H$. Заметим, что если воспользоваться оценками для параметров солнечного и межзвездного ветра, приведенными во введении, то получим $K \approx 5 \cdot 10^4$, $\chi \approx 230$.

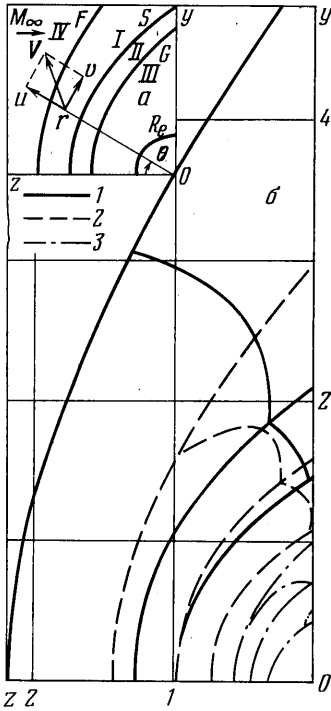
Заметим еще, что для чисто газодинамической задачи о взаимодействии сверхзвукового равномерного потока с течением от источника (в данной работе этому случаю соответствует $q=0$) в [4, 9] было показано, что при $K \gg 1$ поля газодинамических величин в ударном слое не зависят от K , а линейные размеры области взаимодействия пропорциональны $K^{1/2}$, так что имеет место подобие течений по параметру K . Как показывают расчеты, проведенные в данной работе, это свойство сохраняется и при течениях многокомпонентной среды. Отметим также, что при $q=0$ решение стационарной задачи вообще не зависит от температурного параметра χ [9]. Однако при q , отличном от нуля, зависимость решения от χ , хотя и слабая, имеет место. Эта зависимость обусловлена наличием в уравнении энергии члена, описывающего обмен энергией при взаимодействии нейтральной и заряженной компонент.

Для численного решения сформулированной задачи использован конечно-разностный нестационарный метод, основанный на разностной схеме работы [5]. Для расчета течений в двух областях, разделенных контактной поверхностью, этот метод, применительно к задачам о дозвуковом и сверхзвуковом вдуве, был модифицирован в [9,

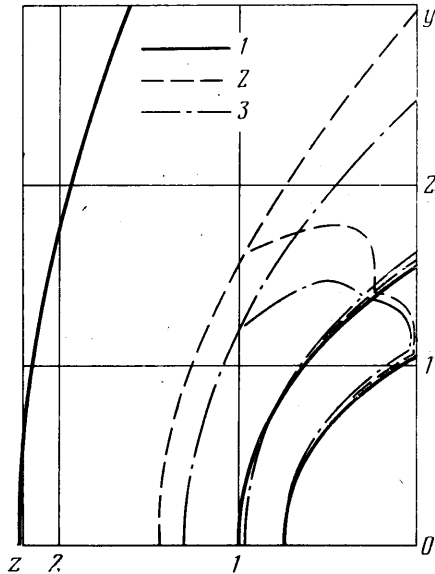
10]. В настоящей работе для решения системы (1.1)–(1.6) в трех областях I–III была принята следующая схема расчета на одном шаге по времени. Сначала в области III к уравнениям (1.1)–(1.3) (точнее, к их нестационарным конечно-разностным аналогам) применяется прогонка и условия (1.7) переносятся с границы $r=R_E$ на границу $r=\tilde{G}(\theta)$. Таким образом, определяются значения всех газодинамических величин непосредственно перед ударной волной G . Затем, как и в [9], при помощи прямой прогонки граничные условия равенства давления и непротекания с контактной поверхности S переносятся на границы $F+G$, где решаются совместно с условиями Ренкина – Гюгонно на ударных волнах F и G . В результате определяются скорости перемещения F_t, G_t этих границ и значения газодинамических величин непосредственно за волнами F и G . В ходе обратной прогонки находят их значения в областях I, II, после чего определяется скорость контактной поверхности S_t . Наконец, уравнение (1.6) с граничным условием $\rho_H=q\rho_\infty$ при $r=F(\theta)$ решается в областях I, II, III и тем самым определяется плотность атомов H во всех этих областях.

Стационарное решение задачи получается установлением по времени при $t \rightarrow \infty$ и не зависящих от времени граничных условиях.

2. С помощью алгоритма, описанного в п. 1, было проведено исследование взаимодействия солнечного и межзвездного ветра в рамках трехкомпонентной модели. Расчеты проводились при значениях определяющих параметров $M_\infty=1,1; 2; 4, \chi=1; 230, K=5 \cdot 10^4$.



Фиг. 1



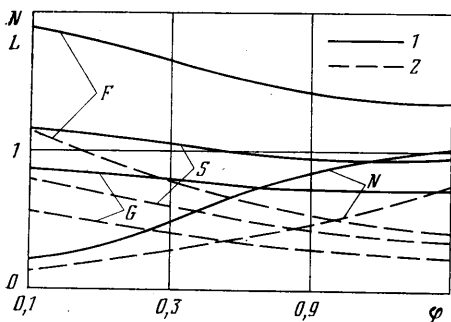
Фиг. 2

В расчетах была сделана попытка учесть зависимость эффективного сечения перезарядки от относительной скорости: в областях II и III значение σ (или ϕ) полагалось в 3 раза меньшим, чем в области I. При этом величина безразмерного параметра ϕ в области I менялась в пределах $\phi=0,09-2,4$.

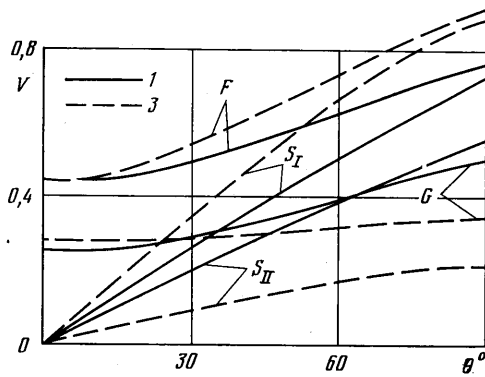
Все представленные на графиках результаты соответствуют значению температурного параметра $\chi=230$. Изменение величины χ в пределах от 1 до 230 не приводит к сколько-нибудь существенному изменению геометрической картины течения и распределений газодинамических величин. Так,

характерные размеры течения при указанном изменении величины χ меняются всего на 3–5%.

На фиг. 1, б, 2 приведена геометрическая картина течения (ударные волны, контактные поверхности, звуковые линии) в зависимости от параметров q и M_∞ при значении параметра $\varphi=0,8$. Линейные размеры на этих графиках отнесены к величине $K^{1/2}R_E$. Кривые 1, 2, 3 на фиг. 1, б соответствуют значениям параметра $q=0, 1, 10$ при $M_\infty=2$, а на фиг. 2 — значениям $M_\infty=1, 1; 2; 4$ при $q=1$. Как видно из фиг. 1, б, область сильного



Фиг. 3

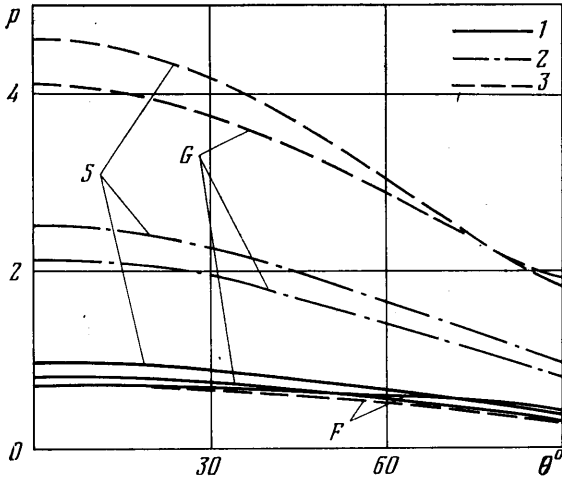


Фиг. 4

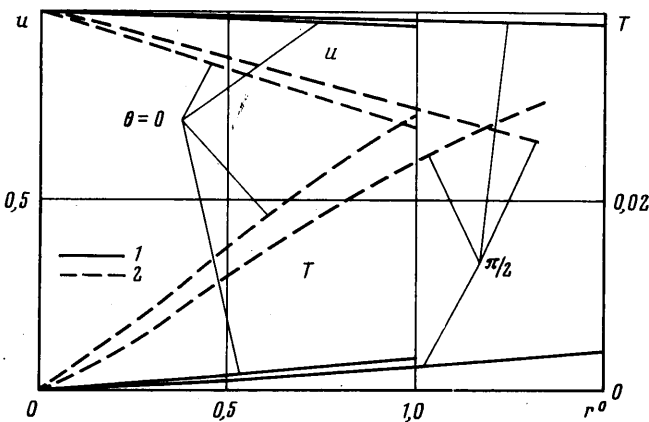
взаимодействия встречных потоков (область между ударными волнами F и G) с увеличением параметра q , т. е. степени ионизации межзвездной среды, резко приближается к Солнцу. При $q \geq 10$ внутренняя ударная волна G может приблизиться к орбитам планет. Из приведенных на фиг. 2 данных видно, что изменение числа Маха межзвездного ветра влияет только на размеры области между внешней ударной волной F и контактной поверхностью S и почти не влияет на положение и размеры области $G(\theta) \leq r \leq S(\theta)$, занятой солнечным ветром.

На фиг. 3 представлены зависимости от безразмерного параметра φ при $M_\infty=2$, $q=1, 10$ (кривые 1, 2 соответственно) отходов поверхностей F , S и G на оси симметрии, отнесенных к $K^{1/2}R_E$, а также относительного количества перезарядившихся нейтральных частиц в области I $N = (n_{H1} - n_{H\infty}) / n_{H\infty}$. Здесь n_{H1} — концентрация нейтральных частиц у контактной поверхности на оси симметрии. Из приведенных данных видно, что величина эффективного сечения перезарядки может существенно повлиять на положение и размеры области взаимодействия и количество нейтральных частиц, проникающих в солнечную систему.

На фиг. 4, 5 построены распределения величины скорости и давления вдоль ударных волн F и G и контактной поверхности S (в зависимости от полярного угла θ) при $M_\infty=2$, $\varphi=0,8$. Кривые 1–3 соответствуют значениям параметра $q=0, 3, 10$. Обозначения S_I , S_{II} на фиг. 4 соответствуют внешней и внутренней сторонам контактной поверхности S . Величина скорости на фиг. 4 отнесена к V_∞ в области I и к V_E в области II, а давление на фиг. 5 — к величине $\rho_\infty V_\infty^2$. Как видно из фиг. 5, давление на внешней ударной волне слабо зависит от концентрации нейтральной компоненты (давление за ударной волной в ее вершине вообще зависит только от числа Маха набегающего потока, а зависимость давления на ударной волне при $\theta > 0$ от параметра q обусловлена изменением формы ударной волны при изменении последнего параметра). В то же время внутри области I и, в частности, на контактной поверхности S давление претерпе-



Фиг. 5



Фиг. 6

вают существенные (в несколько раз) изменения при изменении величины q . Вследствие этого в области I при течении газа с высокой степенью концентрации нейтральных частиц возникают значительные градиенты давления в направлении поперек ударного слоя. В то же время в области II, где протекает газ, поступающий от солнечного ветра, изменение величины q приводит к равномерному изменению давления во всем ударном слое. Заметим, что, как показывают результаты расчетов, аналогично ведут себя распределения температуры в ударных слоях I и II.

На фиг. 6 представлены распределения температуры и радиальной составляющей скорости солнечного ветра и в области III вдоль лучей $\theta=0$ и $\pi/2$ при $M_\infty=2$, $\varphi=0,8$, $q=1$ (кривые 1) и 10 (кривые 2). Здесь скорость отнесена к величине V_E , температура — к V_E^2 , а по оси абсцисс отложено относительное расстояние $r^\circ=(r-R_E)/G_{\theta=0}$. Взаимодействие солнечного ветра с нейтральными атомами водорода приводит к его торможению и заметному разогреву. Отклонение течения в солнечном ветре от сферически-симметричного оказывается не слишком значительным.

3. В настоящее время параметры межзвездной среды в окрестности солнечной системы плохо известны из-за отсутствия методов ее наблюдений и, в частности, плохо известна степень ионизации (параметр q данной работы). В то же время взаимодействие солнечного ветра с межзвездной средой определяет многие физические процессы, происходящие в окрестности планет, в частности обогащение солнечной системы такими элементами, как водород и гелий. Построенная в работе трехкомпонентная модель такого взаимодействия вместе с возможными наблюдательными тестами, вытекающими из этой модели [11], позволит в будущем не только уточнить параметры межзвездного ветра, но и характер его взаимодействия с межпланетной плазмой.

ЛИТЕРАТУРА

1. Баранов В. Б., Краснобаев К. В. Гидродинамическая теория космической плазмы. М.: Наука, 1977. 335 с.
2. Баранов В. Б., Краснобаев К. В., Куликовский А. Г. Модель взаимодействия солнечного ветра с межзвездной средой.— Докл. АН СССР, 1970, т. 194, № 11, с. 41–44.
3. Черный Г. Г. Течения газа с большой сверхзвуковой скоростью. М.: Физматгиз, 1959. 220 с.
4. Баранов В. Б., Лебедев М. Г., Рудерман М. С. Структура области взаимодействия солнечного ветра и межзвездной среды и ее влияние на проникновение атомов H в солнечную систему.— *Astrophys. Space Sci.*, 1979, v. 66, № 2, p. 441–451.
5. Бабенко К. И., Русанов В. В. Разностные методы решения пространственных задач газовой динамики.— Тр. 2-го Всес. съезда по теорет. и прикл. мех., вып. 2. М.: Наука, 1965, с. 247–262.
6. Wallis M. K. Local interstellar medium.— *Nature*, 1975, v. 254, № 5497, p. 202–203.
7. Баранов В. Б., Ермаков М. К., Лебедев М. Г. Некоторые результаты расчета трехкомпонентной модели взаимодействия солнечного ветра с межзвездной средой.— Письма в Астрон. ж., 1981, т. 7, в. 6, с. 372–377.
8. Grzędzielski S., Ratkiewicz R. Asymmetric distant solar wind.— *Acta Astronomica*, 1975, v. 25, № 3, p. 177–204.
9. Лебедев М. Г., Сандомирская И. Д. Встречное взаимодействие сверхзвуковых невязких потоков газа.— В кн.: Вычислительные методы и программирование. Вып. 34. М.: Изд-во МГУ, 1981.
10. Гилинский М. М., Лебедев М. Г. К расчету сильного вдува на затупленном теле и профиле.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1977, № 1, с. 117–124.
11. Baranov V. B. The interaction of solar and interstellar winds: observational tests.— *Comments on Astrophys.*, 1981, v. 9, № 2, p. 75–84.

Москва

Поступила в редакцию
15.VI.1981