

УДК 532.516:532.527:536.25

© 1998 г. В.И. КОНДАУРОВ, А.В. КОНЮХОВ, В.В. ПОЛУХИН,
С.В. УТЮЖНИКОВ**МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ ГАЗОВОГО ОБЛАКА
ПОСЛЕ ВЗРЫВА МЕТЕОРОИДА В АТМОСФЕРЕ**

Рассмотрим некоторые газодинамические последствия взрыва метеороида в плотных слоях атмосферы. Движение газа моделируется на основе высокоточного численного метода на адаптивных подвижных сетках. Получены эффекты, невоспроизводимые в случае более грубых алгоритмов.

В задаче о движении газового облака область исследуемого явления может значительно изменять свои размеры и свое первоначальное положение в пространстве, а значит, расчетная область должна меняться в процессе счета. Кроме того, задача усложняется наличием относительно больших градиентов, обусловленных ударными волнами и контактными разрывами.

Полет космических тел типа астероидов, ядер комет и их фрагментов, метеороидов в атмосферах планет сопровождается высокими аэродинамическими и тепловыми нагрузками, действием сил инерции, возникающих в результате торможения, а также интенсивной абляции. В зависимости от параметров тела, его размера R_0 , плотности ρ_0 , величины разрушающих напряжений σ^* , теплоты абляции, удельной энергии сублимации Q , скорости входа V_∞ , а также масштаба $H = D(h)/\sin(w)$ (D – шкала высот по плотности, w – угол наклона траектории к плотности горизонта), характеризующего изменение плотности атмосферы вдоль траектории движения объекта, и т.д. возможны различные сценарии взаимодействия тела с атмосферой. Мелкие тела с характерным размером много меньше масштаба неоднородностей атмосферы полностью испаряются в верхних слоях атмосферы под действием интенсивных лучистого и конвективного потоков тепла. Оценкам и приближенным подходам к вопросу разрушения крупных космических тел посвящен целый ряд работ (см., например, [1–5]).

В [3] предложен гидродинамический подход к решению проблемы, основанный на предположении, что масса продуктов дробления, деформируясь под действием распределенной аэродинамической нагрузки, ведет себя подобно несжимаемой жидкости. На основе простых оценок введена аналитическая модель торможения метеороида в атмосфере планеты с учетом изменения его эффективного сечения. Сочетание численного и аналитического подходов к исследованию позволяет получить более подробную картину течения.

1. Модель взрыва метеороида. Оценку высоты в атмосфере планеты, на которой величина деформации раздробленной массы имеет порядок его характерного размера, можно получить на основе оценки отдельных членов в уравнениях, описывающих деформацию квазизжидкого объема продуктов разрушения в системе координат, связанной с центром масс

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\frac{1}{\rho_0} \nabla p$$

На начальной стадии деформирования можно пренебречь конвекцией, а градиент давления оценить, исходя из того что на характерном размере тела имеет место перепад давления от давления торможения P_0 в критической точке до $p \ll P_0$ на боковой поверхности

$$\frac{\partial u}{\partial t} \sim \frac{1}{\rho_0} \frac{P_0}{R_0} \sim \frac{\rho(h)V_\infty^2}{\rho_0 R_0} \quad (1.1)$$

где $\rho(h)$ – плотность атмосферы на высоте h , u – радиальная составляющая скорости.

Интегрируя (1.1) для случая экспоненциальной атмосферы, получим оценку для скорости растекания осколочной массы

$$u(h) \sim \frac{\rho(h)}{\rho_0} \frac{H}{R_0} V_\infty$$

Интегрирование по времени при тех же условиях дает оценку для величины деформации продуктов дробления как функции высоты в атмосфере планеты

$$\delta R(h) \sim \frac{\rho(h)}{\rho_0} \frac{H^2}{R_0}$$

Экстраполируя полученные зависимости до высоты h_* , на которой величина деформации под действием распределенной газодинамической нагрузки имеет порядок характерного размера объекта $\delta R(h) \sim R_0$, получим формулу для плотности атмосферы на высоте h_* полного разрушения тела

$$\frac{\rho(h_*)}{\rho_0} = \left[\frac{R_0}{H} \right]^2$$

При значительных деформациях обычно используется оценка, основанная на равенстве сил инерции и сил давления газа на поверхности тела [4]

$$\frac{u^2}{R_0} \sim \frac{1}{\rho_0} \frac{P_0(h)}{R_0}$$

что приводит к следующей простой аппроксимации скорости расширения:

$$u(h) = \left(\frac{\rho(h)}{\rho_0} \right)^{1/2} V_\infty$$

В процессе разрушения газодинамическое воздействие набегающего на тело потока недостаточно для того, чтобы разрушение сопровождалось сколько-нибудь значительным уносом осколочной массы или отходом крупных фрагментов друг от друга даже при условии, что давление торможения передается из ударного слоя через трещины в толщу тела. Разрушение имеет прогрессивный характер и приводит к образованию большого количества осколков в первоначальном объеме метеороида. Раздробленный фрагмент продолжает двигаться как компактное образование без заметного увеличения площади эффективного сечения. По данным [6], потеря массы тела за счет абляции до момента полного разрушения не превышает 1%.

Данные численных исследований, выполненных на основе гидродинамического приближения [7], существенно уточняют динамическую картину процесса деформации тела под действием набегающего потока в отношении оценки влияния конвективной неустойчивости. Расчет движения в атмосфере Земли ледяного тела диаметром 200 м в гидродинамическом приближении [4] (использовалось уравнение состояния воды) показывает, что значительное влияние на динамику жидкого тела оказывает конвективная неустойчивость на наветренной стороне фрагмента. На фоне сплющивания жидкого объема вблизи критической точки происходит развитие

возмущения поверхности контактного разрыва. В точке растекания образуется впадина (происходит прорыв вблизи оси жидкого тела) и нарушается односвязность его объема. При этом площадь поверхности раздела жидкость – газ возрастает многократно, а максимальный радиус тела увеличивается приблизительно в 1,4 раза. Аналогичная картина процесса взаимодействия получена в [6], где выполнен расчет торможения фрагмента кометы ШЛ-9 (Шумейкер – Леви-9).

Деформация и потеря сплошности квазизжидкого тела продуктов дробления сопровождается диспергированием частиц конденсированной фазы в высокотемпературном газе продуктов сублимации и набегающего потока. В результате поверхность соприкосновения высокотемпературного газа и конденсированной фазы резко увеличивается. Все это приводит к достаточно быстрому переходу вещества метеороида из конденсированного состояния в газообразное. Такой процесс получил название "взрыв" [8–9]. Взрывная интерпретация распада разрушенного космического тела в плотных слоях атмосферы привела к появлению постановки задачи на основе уравнений газовой динамики, которую можно охарактеризовать как "взрыв в полете" [8].

В [8, 9] отношение кинетической энергии тела к его внутренней энергии и высота взрыва (отношение плотности тела к плотности атмосферы) задавались двумя параметрами. В настоящей работе предлагается постановка задачи, содержащая один неопределенный параметр – высоту взрыва. Причем, как показывают расчеты, погрешность в оценке высоты взрыва на шкалу высот (масштаб неоднородности атмосферы) не приводит к большой ошибке в определении высоты торможения.

Внутренняя энергия газа включает в себя энергию химических связей, а в уравнении состояния учитывается влияние реакций диссоциации и ионизации. Нагрев вещества метеороида за счет интенсивных тепловых потоков вызывает повышение давления сублимата, которое локально (вблизи границы раздела фаз) может превышать давление торможения в критической точке, которое является основной динамической характеристикой процесса распада метеороида. Предположим, что в момент взрыва вещество метеороида локализовано в области порядка его первоначального размера и затем расширяется в область следа и в радиальном направлении под действием давления торможения. Такая трактовка бокового расширения широко практикуется в аналитических моделях [4, 5].

Предлагается следующая постановка задачи в газовом приближении. В стратифицированной атмосфере на условной высоте взрыва h (под взрывом здесь понимается значение [8, 9]) помещается шаровой объем, содержащий однородную газовую среду со следующими параметрами: 1) масса газа полагается равной массе космического тела; 2) скорость газа – скорости входа в атмосферу; 3) плотность соответствует плотности вещества космического тела; 4) статическое давление – давлению торможения на данной высоте

$$P_0 = \rho(h)V_\infty^2$$

Поверхность контактного разрыва в точке торможения находится в состоянии равновесия. С другой стороны, распад разрыва в боковом и противоположном движению направлениях тела представляет собой разлет газа в пустоту. Отличительная особенность данной постановки заключается в наличии лишь одного свободного параметра – высоты взрыва, так как отношение внутренней энергии вещества метеороида к его кинетической энергии в рамках данной постановки однозначно определяется отношением плотности на высоте взрыва к плотности газового тела

$$\frac{e}{K} = \frac{2}{\gamma - 1} \frac{\rho(h)}{\rho_0}$$

Высота взрыва может быть оценена из приближенного решения [3]. Следует отметить, что ошибка в определении высоты взрыва в пределах шкалы высот незна-

чительно сказывается на конечной высоте торможения облака. Так, расчеты для километрового фрагмента кометы ШЛ-9, выполненные для высот взрыва, соответствующих $\rho(h)/\rho_0 = 1,88 \cdot 10^{-3}$ и $6,5 \cdot 10^{-4}$, дали близкие значения для глубины проникновения фрагмента в атмосферу Юпитера (различие высот проникновения значительно меньше разности высот взрыва).

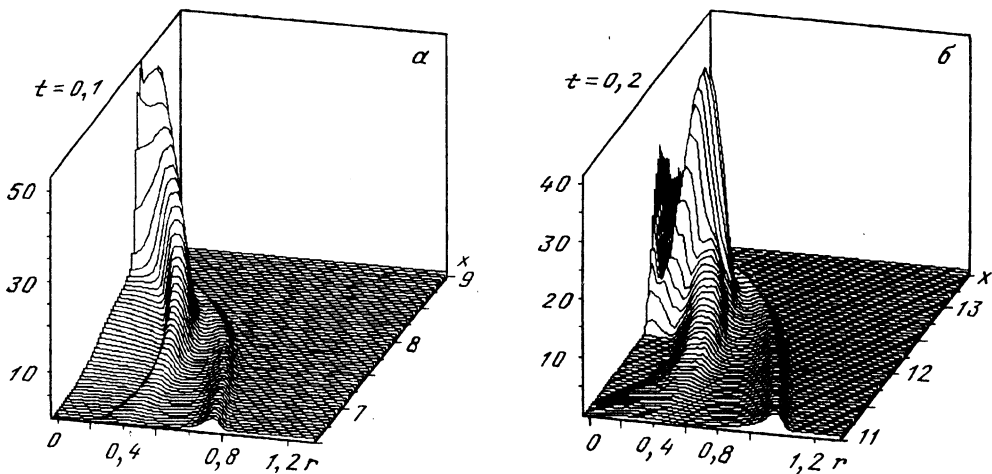
Рассмотрим некоторые результаты численного моделирования газодинамического последствия взрыва.

При численном решении системы уравнений Эйлера применялась схема типа TVD второго порядка аппроксимации [10]. Расчетная сетка была адаптивной к решению и подвижной. Построение сетки осуществлялось из решения вариационной задачи [11, 12]. В результате расчетная сетка в физической области является адаптированной к большим градиентам искомого решения, близкой к ортогональной сетке и достаточно выпуклой.

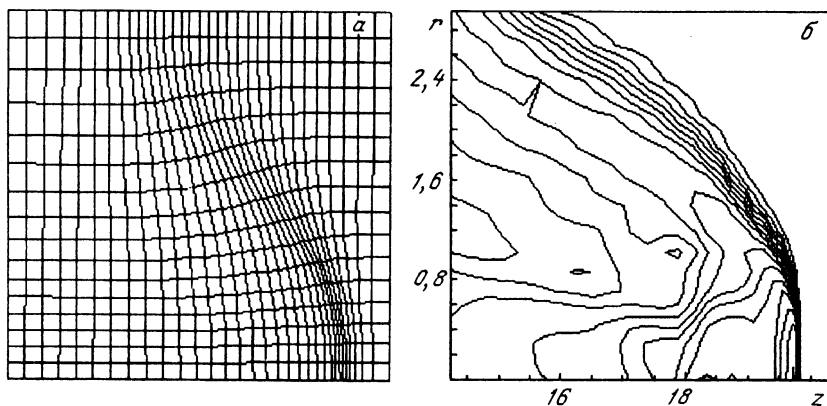
2. Задача о движении газового облака после взрыва метеорита. Пусть имеется покоящаяся однородная газовая среда, заполняющая все пространство и характеризующаяся в начальный момент времени значениями давления $p = P_a$, плотности $\rho = \rho_a$, температуры $T = T_a$. Газ атмосферы предполагается совершенным с показателем адиабаты $\gamma = 1,4$, а также невязким и нетеплопроводным. В атмосферу в начальный момент времени помещается газовое облако сферической формы радиуса R_0 , обладающее скоростью V_∞ . Полагается, что давление в облаке в начальный момент времени равняется давлению на линии торможения при обтекании твердого метеорита ($P_0 = \rho_a V_\infty^2$). Температура и плотность газового облака в начальный момент времени равны соответственно $T = T_0$, $\rho = \rho_0$. Положим, что оно представляет собой совершенный газ с $\gamma = 1,4$, невязкий и нетеплопроводный. В данной постановке течение, возникающее при полете газового облака, существенным образом зависит от следующих безразмерных параметров: плотности тела $G = \rho_0/\rho_a$, давления в газовом облаке $P = P_0/P_a$, числа Маха $M = V_\infty/a_a$. Зададим $G = 10^2$, $P = 1,26 \cdot 10^3$, $M = 30$. Из приведенных начальных значений следует, что внутренняя энергия газа в облаке много меньше кинетической энергии $E_0 / K_0 = [0,5\rho_0 V_\infty^2]^{-1} [P_0 / (\gamma - 1)] = 0,05$. Подобная постановка рассматривалась в [8], но с другим E_0/K_0 , и применялся другой численный алгоритм счета (метод С.К. Годунова) при использовании равномерной сетки.

Расчеты проводились на разностных сетках с числом ячеек в направлениях x , y 32 на 16 и 64 на 32 соответственно. До начала адаптации сетка была прямоугольной и равномерной. Адаптация начиналась в момент времени $t = 0,05$ и счет велся до значения 1,1 (t отнесено к величине R_0/V_∞). В качестве функции, по которой строилась адаптивная к решению сетка, использовался $\ln p$.

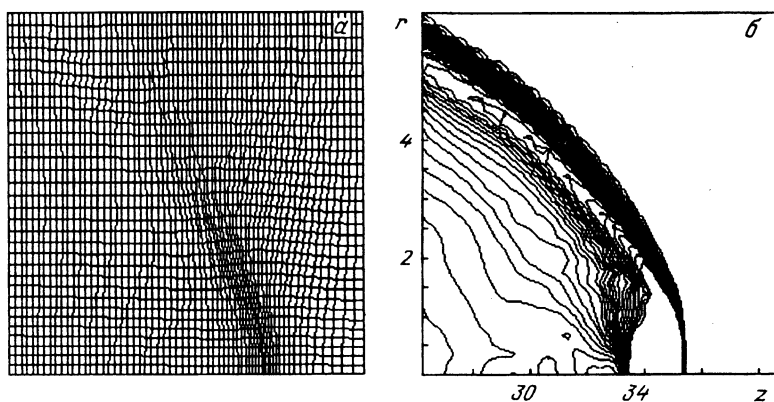
Через короткий промежуток времени основная часть вещества газового облака собирается в чашеобразном слое радиусом около $2,5 R_0$ и толщиной около $0,6 R_0$ с обращенными против его движения краями чаши. Такая форма вещества газового облака связана с тем, что передний фронт облака испытывает торможение, а его основная часть продолжает движение с большей скоростью, чем передний фронт. После формирования чашеобразного слоя происходит следующий процесс. Из-за максимума давления в лобовой части происходит продавливание на оси вещества газового облака. Сам процесс начинается в момент времени $t = 0,1$, и продолжается около 0,1. Динамика этого процесса представлена на фиг. 1. Здесь так же как и на фиг. 2, 3, результаты представлены в цилиндрической системе координат (r, z) . Координата r измеряется от оси симметрии, а z – от точки расположения центра сферического объема в момент взрыва. Вертикальная ось на фиг. 1 соответствует значению плотности газа, отнесенной к ρ_a . Непосредственно за облаком в момент времени $t = 0,6$ образуется область разрежения, куда устремлялся атмосферный газ. В



Фиг. 1. Процесс продавливания газового облака. Плотность вещества метеорита в моменты времени: $a - t = 0,1$ и $b = 0,2$



Фиг. 2. Сгенерированная адаптивная сетка (а) и изолинии (б) в момент времени $t = 0,3$



Фиг. 3. Сгенерированная адаптивная сетка (а) и изолинии (б) в момент времени $t = 0,7$

окрестности оси хвостовой части облака газ, втекающий в область разрежения, испытывает торможение, что вызывает в дальнейшем образование локального скачка уплотнения. Более подробно картина возникающих гидродинамических течений описана в [13–15]. В данной работе движение газового облака исследовалось при помощи подвижных адаптивных сеток [12]. На фиг. 2, 3 представлены изолинии $\ln p$ в различные моменты времени и сгенерированные адаптивные сетки с использованием в качестве весовой функции $\ln p$ (для сглаживания градиента давления). Хорошо видно, как сетка отслеживает образование резкого градиента давления в лобовой части газового облака. Следует отметить, что процесс "продавливания" метеоритного облака набегающим потоком в области максимума давления является "тонким" эффектом и при вычислениях на грубой сетке не проявляется. Далее рассмотрим еще один источник крупномасштабных возмущений атмосферы, инициированный входом метеороида.

3. Моделирование последствий наклонного входа метеороида в атмосферу. При достаточно большом угле между направлением входа метеороида и вертикалью часть поверхности головной ударной волны имеет отрицательную составляющую нормали по отношению к вектору поля тяжести. Эта часть волны усиливается со временем и увлекает за собой атмосферный газ, приводя к его выбросу на большие высоты. Подобная ситуация имела место при столкновении кометы ШЛ-9 с Юпитером, когда угол входа составлял 45° , а скорость кометы 60 км/с. Результаты численного моделирования позволяют предложить следующий сценарий взаимодействия фрагмента с атмосферой Юпитера. Участок головной ударной волны, распространяющийся в сторону экспоненциального уменьшения плотности атмосферы, испытывает ускорение, обусловленное концентрацией импульса волны на неограниченно уменьшающейся массе.

Происходит "прорыв" атмосферы, т.е. уход ударной волны на бесконечность за конечное время. При этом за фронтом ударной волны образуется струйное течение, в котором скорость газа и температура возрастают с высотой. В расчете время выхода ударной волны на лимб ($h = 700$ км) составило 25 с, что согласуется с оценками и значительно превосходит время энерговыделения (лиimbus – это граница между видимой и невидимой частью Юпитера с Земли). Экспоненциальное увеличение скорости ударной волны D сопровождается еще более быстрым ростом температуры (пропорционально D^2), поэтому, начиная с некоторой высоты за фронтом ударной волны, происходит сильная ионизация и к моменту выхода последней на высоты, доступные наблюдению с Земли, газ на некотором расстоянии за фронтом оказывается полностью ионизированным.

Заметим, что во многих публикациях в зарубежной печати [7, 16] прорыв атмосферы объясняется формированием ударной волны, идущей по горячему следу. На наш взгляд, к прорыву атмосферы может приводить верхняя часть поверхности головной ударной волны.

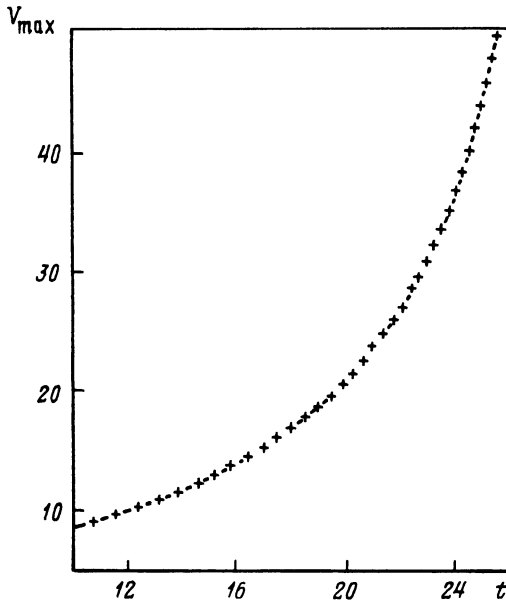
Рассмотрим процесс распространения ударной волны, инициированной движением в атмосфере планеты отдельного фрагмента кометы. В экспоненциальной атмосфере скорость фрагмента изменяется с высотой следующим образом [3, 7]:

$$V = V_\infty \exp\left(-\frac{\pi}{2} C_x M(h) m^{-1}\right)$$

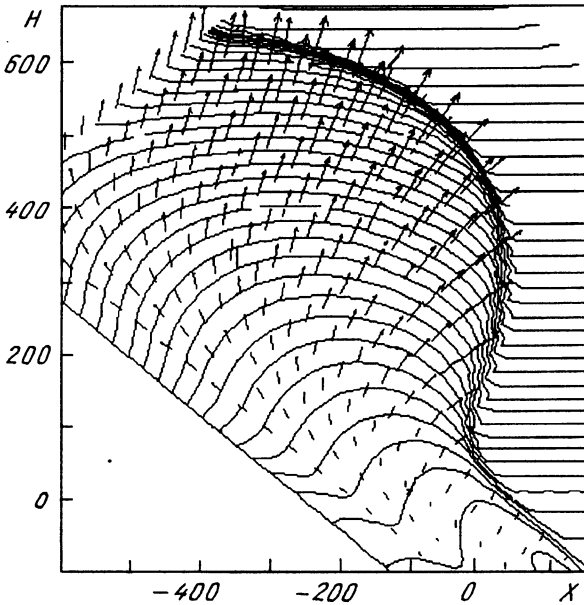
где m – масса фрагмента, $M(h)$ – масса атмосферного газа, заключенная в объеме, образованном эффективным радиусом метеороида при движении последнего до высоты h . В атмосфере с экспоненциальным распределением плотности по высоте

$$M(h) = \rho(h) H \pi R^2 / \cos(w)$$

Система уравнений Эйлера решалась в плоскости симметрии, проходящей через траекторию движения фрагмента. Использовалось уравнение состояния водорода, учитывающее влияние реакций диссоциации и ионизации в приближении локального



Фиг. 4. Зависимость скорости за фронтом ударной волны в точках максимума температуры от времени



Фиг. 5. Изолинии $\ln p$. Шаг изолиний соответствует изменению давления в e раз

термодинамического равновесия. Ударная волна инициировалась цилиндрическим взрывом. Наклон цилиндра соответствовал наклону траектории входа фрагментов кометы ШЛ-9. Распределение энергии ударной волны, приходящейся на единицу длины траектории, определялось согласно [7]

$$\varepsilon(h) = \pi C_x \rho(h) (V_\infty R)^2 \exp\left(-\frac{3}{4} C_x \frac{H \rho(h)}{R_0 \rho_0 \cos(w)}\right) (2 \cos(w))^{-1}$$

при $C_x = 1$, $R_0 = 1$ км, $V_\infty = 65$ км/с, $\rho_0 = 1$ г/см³, что соответствует обтеканию твердой сферы радиусом 1 км.

Задача решалась в плоскости симметрии, определяемой вектором ускорения свободного падения и осью, совпадающей с направлением входа метеороида. Через промежуток времени $t = 15$ с от момента инициализации волны наблюдается утолщение взрывного цилиндра (возмущенная область) вблизи минимума значения шкалы высот на уровне ~ 50 км (тропопауза). В месте утолщения образуются максимумы скорости газа и температуры.

Максимальная скорость распространения фронта волны быстро увеличивается. Зависимость скорости за фронтом ударной волны в точках максимума температуры от времени (фиг. 4) имеет экспоненциальный характер. К моменту времени $t = 28$ с ударная волна выходит на высоту $h = 700$ км, доступную прямому наблюдению с Земли.

Скорость газа в точке максимальной интенсивности ударной волны направлена под углом 30° к местной вертикали. Величина скорости к моменту выхода волны на лимб достигает 60 км/с. Расстояние между соседними изолиниями на фиг. 5 в возмущенной атмосфере соответствует местной шкале высот по давлению. Наиболее интенсивный разгон ударной волны с последующим выходом на лимб происходит с участка траектории вблизи тропопаузы, причем энергия, выделяющаяся вблизи данной высоты, составляет лишь малую долю полной энергии тела. Ударная волна на нижнем участке траектории эволюционирует медленно, сообщая атмосферному газу относительно небольшие вертикальные скорости.

Заключение. Следует отметить следующие качественные отличия полученных результатов от решения в приближении точечного взрыва. Во-первых, выброс газа происходит не по вертикали, а под углом к горизонту, что влияет на его конечные размеры и форму. Во-вторых, участок траектории, на котором формируется ударная волна, приводящая к прорыву атмосферы, не совпадает с положением максимума энерговыделения, а расположен выше, вблизи высоты, которая соответствует давлению 1 бар. Последнее обстоятельство может привести к тому, что зависимость времени "выхода" ударной волны от энергии взрыва будет иметь другой характер, чем в решении Компанейца [17] для точечного взрыва.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (код проекта 96-01-00448).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Покровский Г.И. О взрыве метеорных тел, движущихся в атмосфере // Метеоритка. 1966. Вып. 27. С. 103–108.
2. Фадеев Ю.И. Разрушение метеорных тел в атмосфере // Физика горения и взрыва. 1968. № 2. С. 276–280.
3. Григорян С.С. О движении и разрушении метеоритов в атмосферах планет // Космич. исслед. 1979. Т. 17. № 2. С. 875–893.
4. Adushkin V.V., Nemchinov I.V. Consequences of impacts of cosmic bodies on the surface of the Earth in Hazards due to comets and asteroids // The University of Arizona press. Tucson; London, 1994. P. 721–778.
5. Melosh H.J. Atmospheric breakup of terrestrial impactors // Multi-Ring Basins Proc. Lunar Planet. Sci. 1981. V. 12A. P. 29–35.
6. Crawford D.A., Boslough M.B., Trucano T.G., Robinson A.C. The impact of periodic comet SHOEMAKER – LEVY 9 on Jupiter // Intern. Journal Impact Eng. 1995. V. 17. P. 253–262.
7. Zahnle K., Low M. The collision of Jupiter and comet Shumaker – Levy 9 // Icarus. 1994. V. 106. P. 1–17.
8. Шуриалов Л.В. Взрыв в полете // Изв. АН СССР. МЖГ. 1984. № 5. С. 126–129.
9. Коробейников В.П., Чушкин П.И., Шуриалов Л.В. Взрыв в полете // Моделирование в механике. 1988. Т. 2(19). № 5. С. 104–110.

10. *Utyuzhnikov S.V., Gan'zha D.H., Konyukhov A.V., Polukhin V.V.* Numerical algorithms on moving adaptive grids for modelling of penetration in to the atmosphere of a planet. *Mathematics with Vision // Proc. First Intern. Mathematica Sympos. Comput. Mechan. Publ. Southampton, 1995. P. 351–359.*
11. *Brackbill J.U., Saltzman J.S.* Adaptive zoning for singular problems in two dimensions // *J. Comput. Phys.* 1982. V. 46. № 3. P. 342–368.
12. *Ганьжа Д.Х., Утюжников С.В.* О некоторых численных методах построения адаптивных к решению сеток // *Прикладные задачи аэромеханики и геокосмической физики: Межвед. сб. М.: МФТИ, 1993. С. 68–83.*
13. *Клумов Б.М., Кондауров В.И., Колюхов А.В. и др.* Моделирование долговременных последствий столкновения кометы Шумейкер-Леви-9 с Юпитером // *Докл. РАН.* 1994. Т. 337. № 1. С. 28–35.
14. *Клумов Б.А., Кондауров В.И., Колюхов А.В. и др.* Столкновение кометы Шумейкер-Леви-9 с Юпитером: что мы увидим? // *Успехи физ. наук.* 1994. Т. 164. № 6. С. 617–629.
15. *Фортвов В.Е., Гнедин Ю.Н., Иванов М.Ф. и др.* Столкновение кометы Шумейкер-Леви-9 с Юпитером: что мы увидели // *Успехи физ. наук.* 1996. Т. 166. № 4. С. 302–317.
16. *Boslough M.B., Crauford D.A., Robinson A.C., Trucana T.G.* Watching for fireballs on Jupiter // *EDS.* 1994. V. 75. № 27. P. 305–308.
17. *Компанеец А.С.* Ударные волны в пластической уплотняющейся среде // *Докл. АН СССР.* 1956. Т. 109. № 1. С. 49–52.

Москва

Поступила в редакцию
8.II.1996