

УДК 524.1:550.385:533.951

## ИНЕРЦИОННАЯ СТРАТИФИКАЦИЯ РАЗЛЕТАЮЩЕГОСЯ МНОГОКОМПОНЕНТНОГО ГАЗОВОГО СГУСТКА

© 2012 г. Е. Л. Ступицкий<sup>1</sup>, А. Н. Харкунов<sup>2</sup>

<sup>1</sup>12 Центральный научно-исследовательский институт МО, г. Сергиев Посад (Московская обл.)

<sup>2</sup>Филиал Московского государственного индустриального университета, г. Сергиев Посад (Московская обл.)

e-mail [stup@bk.ru](mailto:stup@bk.ru)

Поступила в редакцию 09.06.2011 г.

После доработки 07.11.2011 г.

Рассмотрена возможность пространственного разделения компонент расширяющегося газового шара на инерционной стадии разлета.

На основе численных исследований разлета газового сгустка, состоящего из водорода и алюминия, показано, что начиная с определенных радиусов разлета, сила столкновительного взаимодействия не в состоянии обеспечить одинаковую скорость компонент, и происходит их радиальная стратификация. Проанализировано поведение во времени сил внутреннего давления и сил внутреннего трения и показано, что фронт легкого компонента со временем значительно опережает фронт тяжелого компонента. Полученный эффект подтверждается экспериментальными данными взрывных экспериментов, проведенных в верхних слоях ионосферы.

### 1. ВВЕДЕНИЕ

За последние два десятилетия научный уровень постановки и проведения экспериментальных исследований геофизических процессов в околоземном космическом пространстве (ОКП) — в верхней ионосфере и нижней магнитосфере в естественных условиях и в условиях мощных антропогенных возмущений, существенно возрос. Активные геофизические ракетные эксперименты с выбросом в верхнюю атмосферу легкоионизируемого вещества в виде сгустков или плазменных струй являются одним из наиболее эффективных средств исследования взаимодействия плазменных потоков с геомагнитным полем, нейтральной и ионизированной атмосферы, процессов генерации и распространения магнитогидродинамических возмущений, исследования свечения и ионизации возмущенной области [Адушкин и др., 1998; Гаврилов и др., 2003]. Однако в теоретическом отношении многие результаты, даже значительно более ранних экспериментов [Операция ..., 1964; Филипп и др., 1986; Haerendel, 1973], пока не получили достаточно убедительно-го и полного толкования.

Сильно разреженная, частично ионизованная плазменная среда на высотах  $h = 100–1000$  км и геомагнитное поле приводят к возникновению ионизационной и температурной неравновесности; взаимопроникновению различных компонент плазменного потока в процессе его движения в разреженной ионосфере и геомагнитном

поле и образованию многопоточного течения; фотоионизационным и нагревным эффектам при действии на плазму внешнего (в том числе солнечного) излучения. Такое многообразие и взаимосвязь процессов создают большие трудности для адекватного математического моделирования эксперимента.

Наиболее сложным физическим явлением, наблюдавшимся как в экспериментах с разлетом бариевого сгустка в геомагнитном поле при одновременной фотоионизации солнечным излучением [Haerendel, 1973], так и при нагреве верхней ионосферы направленным потоком радиоволнового излучения от наземного стенда типа HAARP [Гуревич, 2007], было явление стратификации или структуризации ионизованного газа в направлении поперек геомагнитного поля.

Решающими факторами в образовании страт являются геомагнитное поле и внешнее излучение. В соответствии с механизмом, предложенным в публикациях [Ступицкий и Козлов, 1990; Ступицкий и Шапранов, 1998], при стратификации бария таким излучением является фотоионизирующая часть солнечного излучения. Структуризация ионосферной плазмы происходит в результате развития резонансной неустойчивости под действием направленного потока радиоволн [Gurevich et al., 1995]. В обоих случаях явление носит крупномасштабный характер и происходит в сильно разреженной газоплазменной среде, когда существует возможность движения одного компонента плазмы относительно другого, т.е. те-

чение может иметь многопоточный характер с взаимопроникновением компонент. Если разреженный газ частично ионизован и находится в магнитном поле, то ясно, что возможность взаимопроникновения компонент является важным условием для стратификации – т.е. возникновения квазипериодической неоднородности плотности поперек магнитного поля.

Если расширяющиеся плазма или газ многокомпонентные, то ясно, что по мере уменьшения плотности, а следовательно, и столкновительного взаимодействия между компонентами, могут возникнуть условия для пространственного разделения компонент с различными атомными массами. Анализ результатов оптических измерений свечения разлетающейся многокомпонентной плазмы космических ядерных взрывов, параметры которых указаны, например, в работе [Зецер и др., 2004] показал, что существенная стратификация между компонентами плазмы с различными атомными весами наступает задолго до того, как на нее начинает оказывать действие геомагнитное поле и окружающая, сильно разреженная, ионосфера. Так как само явление происходит на стадии инерционного разлета, то его уместно назвать инерционной стратификацией. Здесь определяющую роль играет соотношение между изменяющейся в процессе расширения плазмы силой внутреннего давления в данной компоненте и ее столкновительным взаимодействием с другими компонентами. Ранее эффект инерционной стратификации количественно не исследовался.

Поэтому основная цель данной работы состояла в создании численной модели и программного продукта, описывающих эффект инерционной стратификации применительно к сферическому разлету многокомпонентной плазмы, как первого этапа для последующих комплексных исследований явления стратификации частично ионизованного газа в магнитном и гравитационном полях.

## 2. ФИЗИЧЕСКОЕ СОДЕРЖАНИЕ ЯВЛЕНИЯ

Хорошо известно численное решение задачи о сферически-симметричном разлете плазменного сгустка [Быковский и др., 1974; Кондрашов и др., 1974] из вещества одного сорта. Однако можно предположить, что если газ состоит из двух сортов веществ с существенно различающимися молекулярными массами, а масштаб разлета достаточно велик, так что столкновительный режим переходит в бесстолкновительный, то на стадии этого перехода становится возможным скоростное, а следовательно, и пространственное разделение этих двух сортов газа. Так как такое разделение не связано с каким-либо силовым полем и происхо-

дит на инерционной стадии разлета, то его можно назвать инерционной стратификацией.

Если отвлечься от самого процесса перехода к бесстолкновительному режиму разлета, когда уже перестают действовать как силы давления внутри газа, так и взаимное трение между компонентами, то максимально возможный эффект разделения можно оценить из очень грубых рассуждений. При  $t = 0$  температуры компонент были одинаковы в результате столкновительного обмена энергией. Так как тепловая энергия вся переходит в кинетическую, то после перехода к бесстолкновительному режиму получаем:

$$\frac{m_1 u_1^2}{2} = \frac{3}{2} k T,$$

$$\frac{m_2 u_2^2}{2} = \frac{3}{2} k T,$$

т.е.

$$\frac{u_2}{u_1} = \sqrt{\frac{m_1}{m_2}},$$

где  $m_1$ ,  $m_2$  и  $u_1$ ,  $u_2$  – молекулярные массы компонент и их скорости;  $k$  – постоянная Больцмана;  $T$  – температура.

Если  $m_1 = 1$ ;  $m_2 = 27$ , то  $u_2/u_1 = 0.192$ . При  $u_2 = 5 \times 10^7$  см/с;  $u_1 = 2.6 \times 10^8$  см/с, и за  $t = 10$  мс:  $(u_1 - u_2)t = 2.1 \times 10^6$  см = 21 км, т.е. вполне экспериментально измеримая величина, даже на расстояниях, характерных для космических экспериментов.

Ускорение каждого компонента пропорционально градиенту собственного давления и обратно пропорционально молекулярной массе. Сила же трения между компонентами стремится уравнять их скорости и препятствует разделению компонент. Обе силы обусловлены столкновениями частиц, поэтому по мере расширения, действие обеих сил уменьшается. Ясно, что существует достаточно непродолжительная по времени и по размеру зона перехода от столкновительного режима, когда скорости всех компонент близки, к режиму редких столкновений, когда они уже не оказывают заметного влияния на поведение скорости компонент. Именно в этом диапазоне радиусов разлета и происходит скоростное и пространственное разделение компонент.

Полагая, что при этом длина пробега  $\lambda$  становится сравнимой с радиусом разлета  $\lambda \approx \delta R$ , получаем при  $\lambda = 1/\sqrt{2\pi} n \sigma$ ;  $n = N/\frac{4}{3}\pi R^3$ ;  $R \approx R_{ст} \approx \sqrt{\frac{3\sqrt{2}}{4}} Nd^2 \delta$ . Здесь  $n$  – средняя концентрация;  $\sigma$  – сечение столкновения;  $R$  – радиус разлета;  $R_{ст}$  – ра-

диус разлета, до которого столкновения играют существенную роль. Принимая для диаметра атомов некоторое характерное газодинамическое значение  $d = 3.5 \times 10^{-8}$  см, и для  $N = 2 \times 10^{28}$  (характерное значение для крупномасштабных ядерных экспериментов [Операция ..., 1964]), получаем при  $\delta = 0.1$   $R_{ст} = 16$  км. Таким образом, для количественного решения вопроса о возможности разделения компонент на инерционной стадии требуются достаточно подробные численные исследования расширения многокомпонентного газового шара, особенно в диапазоне радиусов разлета  $R \approx R_{ст}$ . Решение этой задачи имеет не только общезначимое, но и практическое значение, так как определяет возможность воздействия крупномасштабных экспериментов в ОКП на космические аппараты.

### 3. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Так как принципиальная возможность инерционной стратификации определяется разностью в массах компонент и упругими столкновениями, то неупругие процессы можно не учитывать и рассмотреть два компонента с различным сочетанием атомных масс. Ионизационный состав сгустка зависит от его удельной энергии и формируется на начальной стадии инерционного разлета [Ступицкий и др., 2004]. При высокой удельной энергии ( $\geq 10^{16}$  эрг/г) степень остаточной ионизации превышает 0.5. Для удельной энергии  $\leq 4 \times 10^{13}$  эрг/г остаточная степень ионизации не превышает  $4 \times 10^{-4}$ , т.е. разлетающийся газ состоит в основном из нейтральных атомов. Хотя структура членов, отвечающих за взаимодействие взаимопроникающих потоков нейтральных и заряженных частиц, несколько отличаются [Ступицкий, 2006], однако это не влияет на принципиальный вывод о возможности и характере инерционной стратификации. Поэтому в первую очередь представляет интерес рассмотреть стратификацию в расширяющемся двухкомпонентном сгустке из нейтральных атомов.

Исходная система уравнений для концентрации  $n_\alpha$ , скорости  $u_\alpha$  и температуры  $T_\alpha$  каждого компонента имеет вид:

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 n_\alpha u_\alpha) = 0. \quad (1)$$

$$m_\alpha n_\alpha \left( \frac{\partial u_\alpha}{\partial t} + u_\alpha \frac{\partial u_\alpha}{\partial r} \right) = \frac{\partial P_\alpha}{\partial r} + R_{\alpha\beta}. \quad (2)$$

$$\frac{3}{2} k n_\alpha \left( \frac{\partial T_\alpha}{\partial t} + u_\alpha \frac{\partial T_\alpha}{\partial r} \right) + \frac{P_\alpha}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u_\alpha) = Q_{\alpha\beta} - u_\alpha R_{\alpha\beta}. \quad (3)$$

$$P_\alpha = n_\alpha k T_\alpha. \quad (4)$$

Члены, описывающие взаимодействие в локально-максвелловском приближении [Ступицкий, 2006], имеют вид:

$$R_{\alpha\beta} = \frac{\sigma_{\alpha\beta}}{\sqrt{\pi}} \mu n_\alpha n_\beta (u_\beta - u_\alpha) \alpha F_0(x). \quad (5)$$

$$Q_{\alpha\beta} = \frac{\sigma_{\alpha\beta}}{\sqrt{\pi}} \mu n_\alpha n_\beta \alpha^3 \left[ \frac{\mu (T_\beta - T_\alpha)}{m_\alpha T_\beta + m_\beta T_\alpha} \psi(x) + \frac{(u_\beta - u_\alpha)(m_\beta T_\alpha u_\beta + m_\alpha T_\beta u_\alpha)}{\alpha^2 (m_\beta T_\alpha + m_\alpha T_\beta)} F_0(x) \right]. \quad (6)$$

Точные выражения для функций  $F_0(x)$  и  $\psi(x)$  получены в работе [Ступицкий, 2006]. Здесь приведем приближенные аппроксимации, дающие правильные асимптотики:

$$F_0(x) = \frac{\left( \frac{8}{3} + \frac{8}{15} x^2 \right) \sqrt{\pi}}{\sqrt{\pi} + \frac{8}{15} x}, \quad \psi(x) = 4 + 4x^2 + \sqrt{\pi x^2},$$

где

$$x = \frac{|n_\alpha - n_\beta|}{\alpha}, \quad \alpha = \sqrt{\left( \frac{2kT_\alpha}{m_\alpha} + \frac{2kT_\beta}{m_\beta} \right)},$$

$$\mu = \frac{m_\alpha m_\beta}{m_\alpha + m_\beta}.$$

Остальные обозначения общеприняты.

После преобразований система (1)–(6) имеет вид:

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 n_\alpha u_\alpha) = 0. \quad (7)$$

$$\frac{du_\alpha}{dt} = -\frac{k}{m_\alpha n_\alpha} \frac{\partial}{\partial r} (n_\alpha T_\alpha) + \tilde{R}_{\alpha\beta}. \quad (8)$$

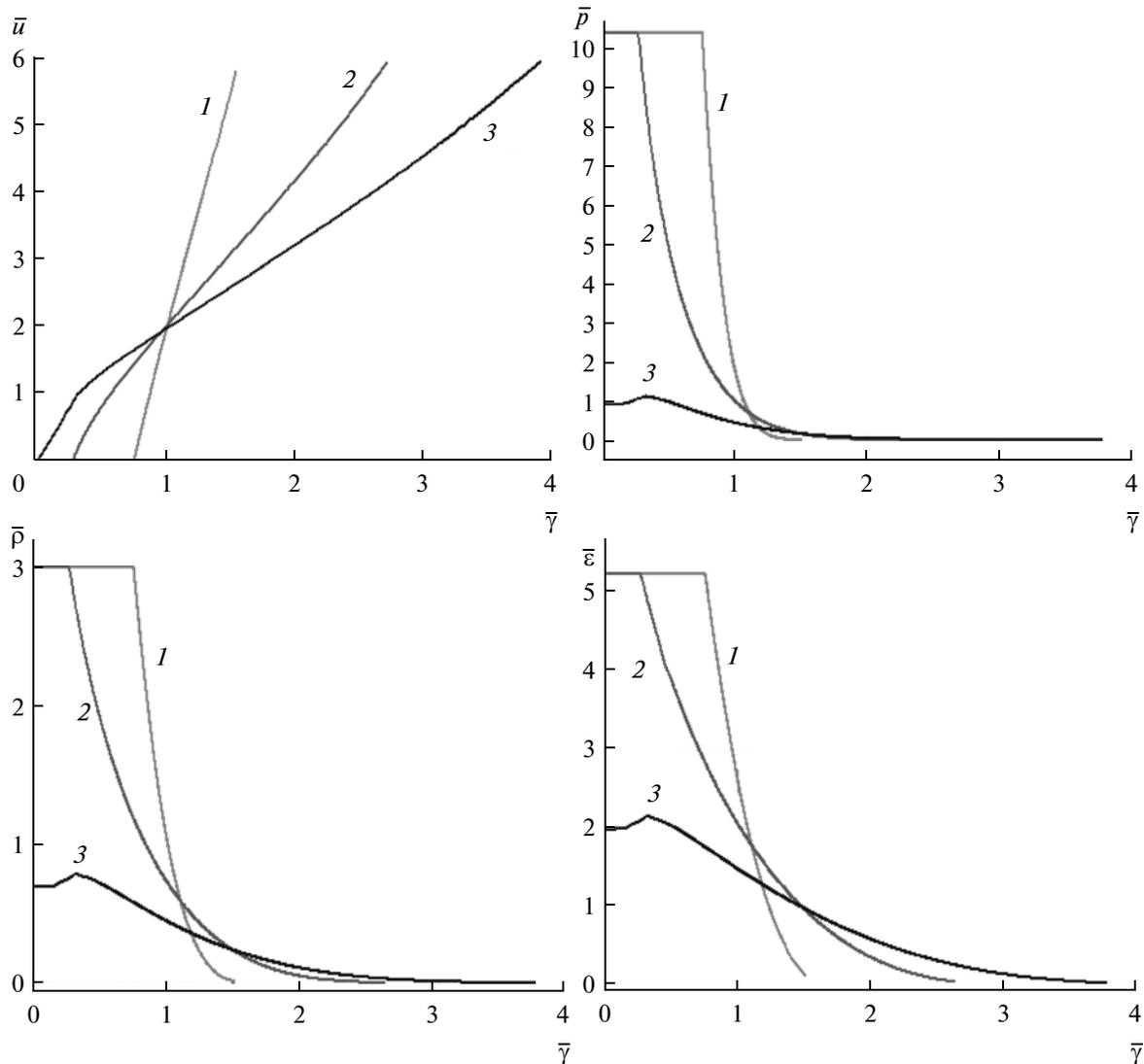
$$\frac{dT_\alpha}{dt} + \frac{2}{3} \frac{T_\alpha}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 u_\alpha) = \tilde{Q}_{\alpha\beta}, \quad (9)$$

где

$$\tilde{R}_{\alpha\beta} = \frac{\sigma_{\alpha\beta} \mu}{\sqrt{\pi} m_\alpha} n_\beta \alpha (u_\beta - u_\alpha) F_0(x). \quad (10)$$

$$\tilde{Q}_{\alpha\beta} = \frac{2}{3} \frac{\sigma_{\alpha\beta} \mu}{\sqrt{\pi}} n_\beta \alpha \left[ \frac{2(T_\beta - T_\alpha)}{m_\alpha + m_\beta} \psi(x) + \frac{m_\beta T_\alpha}{m_\beta T_\alpha + m_\alpha T_\beta} \frac{(u_\alpha - u_\beta)^2}{k} F_0(x) \right]. \quad (11)$$

Первый член в выражении (11) описывает изменение температуры  $T_\alpha$  за счет разницы температур,



**Рис. 1.** Изменение скорости, плотности, давления и удельной энергии в зависимости от радиуса разлета “ $\alpha$ ” компонента на три момента времени: 1 –  $\bar{t} = 0.1$ ; 2 –  $\bar{t} = 0.3$ ; 3 –  $\bar{t} = 0.5$ . Взаимодействие между компонентами не учитывается.

второй – из-за действия сил трения, обусловленных разностью скоростей. Система, полностью аналогичная системе (7)–(11), имеет место для описания  $\beta$  компонента. В процессе разлета должны выполняться законы сохранения числа частиц и энергии:

$$\int_0^{\infty} n_{\alpha}(r, t) 4\pi r^2 dr = N_{\alpha}, \quad (12)$$

$$\int_0^{\infty} n_{\beta}(r, t) 4\pi r^2 dr = N_{\beta}, \quad (13)$$

$$\int_0^{\infty} \left[ \frac{3}{2} k (T_{\alpha} n_{\alpha} + T_{\beta} n_{\beta}) + \frac{m_{\alpha} n_{\alpha} u_{\alpha}^2}{2} + \frac{m_{\beta} n_{\beta} u_{\beta}^2}{2} \right] \times 4\pi r^2 dr = E. \quad (14)$$

где  $E$  – начальная энергия сгустка;  $N_{\alpha} + N_{\beta} = N$ .

В условиях реальных экспериментов [Зецер и др., 2004; Физика ..., 2009] начальный размер сгустка порядка  $10^2$  см; энергия после выхода жесткого излучения  $E \approx 2.5 \times 10^{21}$  эрг; масса  $M$  порядка  $10^6$  г. Из приведенных оценок для  $R_{ст}$  следует, что, по крайней мере, до разлета на  $R \approx 1$  км столкновительное взаимодействие между компонентами обеспечит односкоростное приближение для описания смеси. Поэтому примерно с этих радиусов следует рассматривать смесь как двухкомпонентную.

Хорошо известно, что когда радиус разлета шара значительно превышает начальные размеры ( $\sim 10^2$  см), то имеет место асимптотически автомодельное решение, основанное на линейном рас-

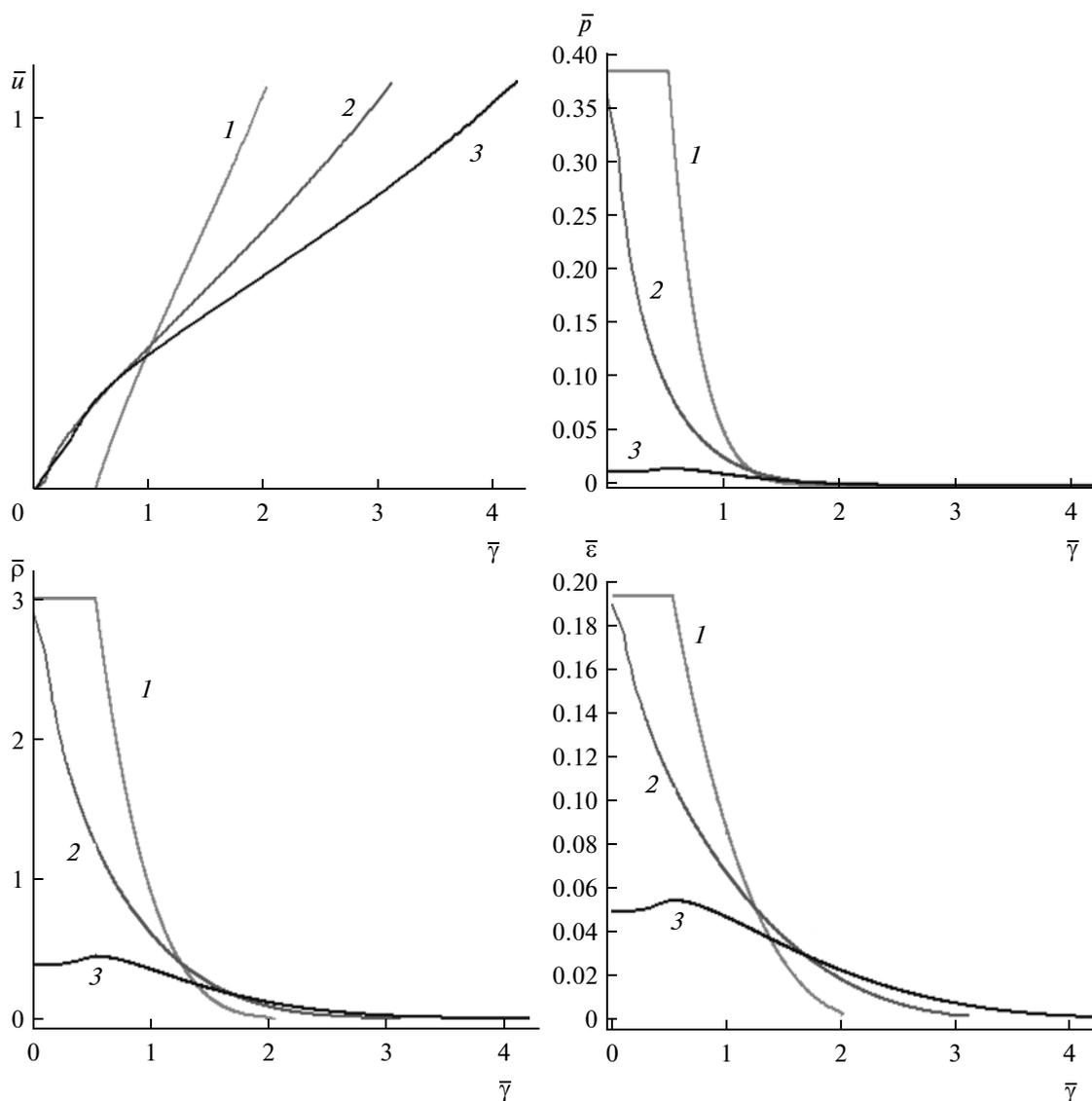


Рис. 2. Изменение скорости, плотности, давления и удельной энергии в зависимости от радиуса разлета "β" компонента на три момента времени: 1 –  $\bar{t} = 1$ ; 2 –  $\bar{t} = 2$ ; 3 –  $\bar{t} = 3$ . Взаимодействие между компонентами не учитывается.

пределении скорости внутри сгустка [Станюкович, 1971; Зельдович и др., 1966]. Однако использование этих приближенных решений в качестве начальных условий не имеет смысла, так как формирование правильного рассчитанного профиля по скорости и концентрации происходит очень быстро (при  $R \sim (2-3)R_0$ ). Кроме того, это усложняет расчетный алгоритм и проверку его консервативности. Таким образом, удобнее задавать однородные начальные условия с некоторого  $R_0$ , когда столкновения еще обеспечивают односкоростное приближение.

Предварительная отладка численного алгоритма производилась на задаче о разлете однокомпонентного газового шара в пустоту. Для небольших радиусов разлета  $R \approx (3-4)R_0$ , в работе

[Кондрашов и др., 1974] получены профили параметров для отраженной волны разрежения от центра и показано, что при этом вблизи центра образуется небольшой по амплитуде провал плотности газа. Численная схема в работе не обсуждается. При решении многопоточковых задач с возможностью перетекания масс между компонентами, например, в результате неупругих процессов, удобнее использовать эйлеровы координаты, чем лагранжевы. Учитывая возможность дальнейшего расширения рассматриваемой задачи на учет более широкого комплекса кинетических процессов, первые расчетные исследования выполнялись на эйлеровой сетке с использованием уголкового метода, метода крупных частиц и сеточно-характеристического метода [Куликовский

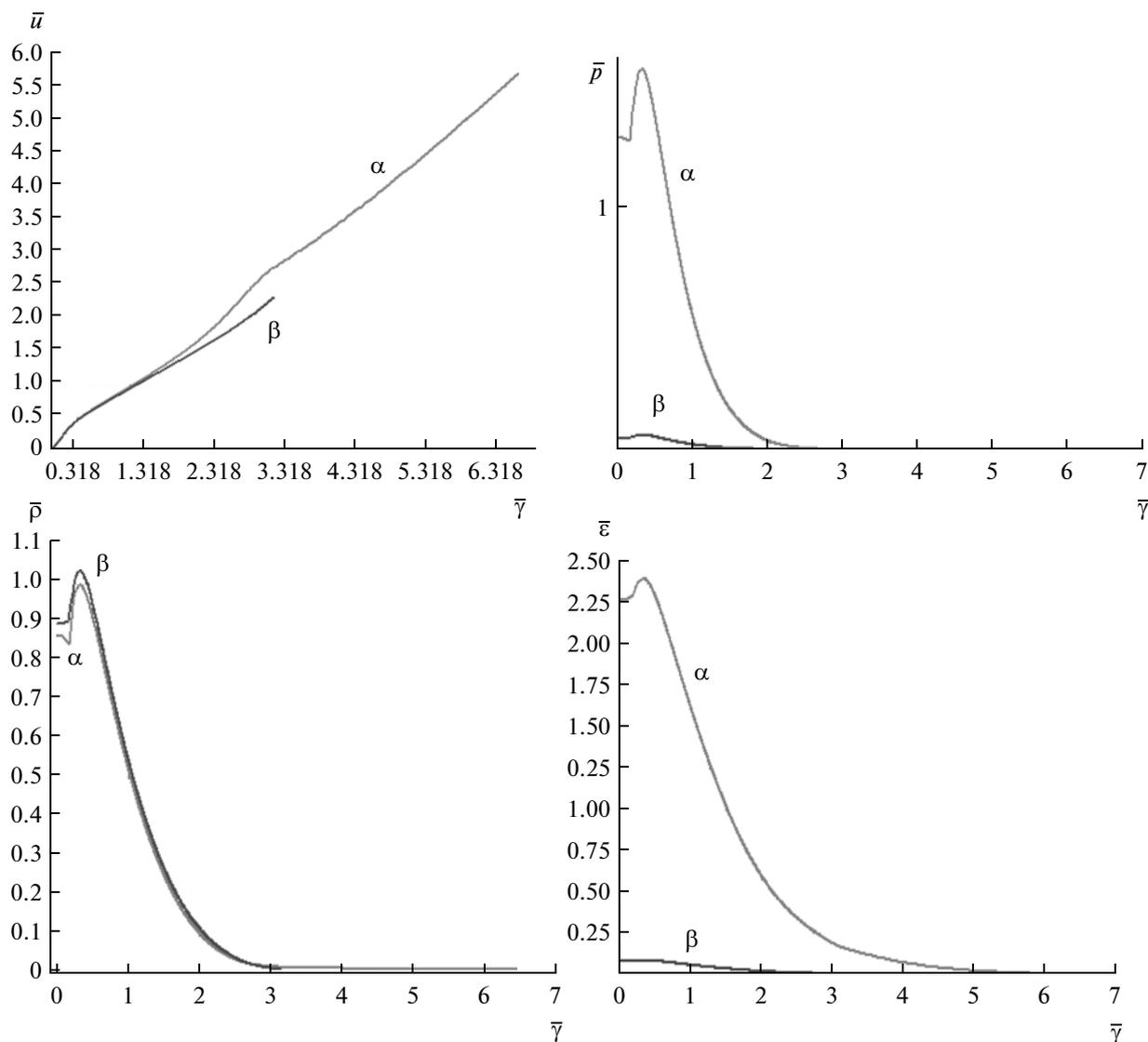


Рис. 3. Распределение параметров “α” и “β” компонентов по радиусу при  $\bar{t} = 1$ .

и др., 2001; Магомедов и Холодов, 1988; Кестенбойм и др., 1974]. Однако известная трудность разностного описания границы: газ–вакуум, показала, что для удовлетворительного описания параметров газа вблизи фронта необходимо следить за его движением, при этом везде при  $0 \leq r \leq R_\phi$  профиль скорости при разлете в вакуум должен оставаться монотонным с резким уменьшением до нуля на границе газа, что и соответствует физике процесса. Численное сглаживание максимума скорости на фронте в эйлеровых координатах приводит к нефизическому росту концентрации и других параметров на фронте. Ошибка в расчете изменения параметров фронта в данной задаче недопустима, так как именно в этой прифронтной области должен начинаться процесс разделе-

ния компонент с различными молекулярными массами. Поэтому расчет как однокомпонентной, так и двухкомпонентной задачи производился в массовых лагранжевых координатах. За основу была взята схема, использовавшаяся в работах [Действие ..., 1971; Бруд, 1976] при исследовании взрывов в атмосфере.

В массовых координатах уравнения движения для α компонента имеет вид:

$$\frac{1}{\rho_\alpha} \equiv V_\alpha = \frac{1}{3} r^2 \frac{\partial r_\alpha^3}{\partial m_\alpha}, \quad dm_\alpha = \rho_\alpha r_\alpha^2 dr_\alpha, \quad (15)$$

$$\frac{\partial u_\alpha}{\partial t} = -r_\alpha^2 \frac{\partial P_\alpha}{\partial m_\alpha} + v_{\alpha\beta}(u_\beta - u_\alpha)F_0(x), \quad (16)$$

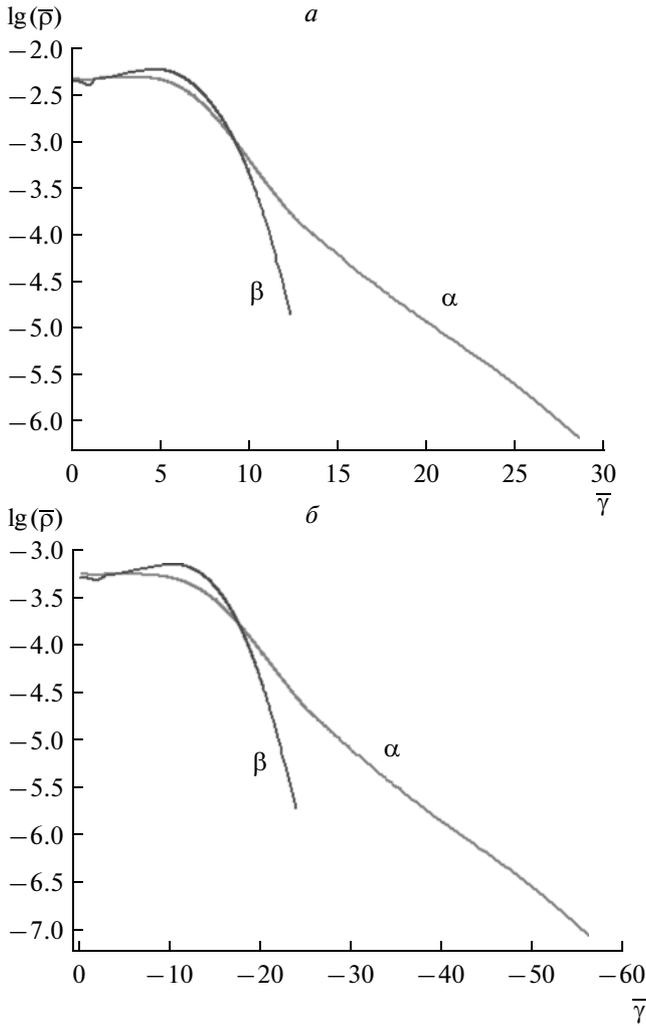


Рис. 4. Радиальное распределение плотностей на два момента времени:  $a - \bar{t} = 5$ ;  $b - \bar{t} = 10$ .

$$\frac{\partial \varepsilon_\alpha}{\partial t} = -P_\alpha \frac{\partial V_\alpha}{\partial t} + v_{\alpha\beta} \left[ \frac{4\mu_\alpha \varepsilon_\beta - \mu_\alpha \varepsilon_\alpha}{3(\mu_\alpha + \mu_\beta)} \Psi(x) + \frac{\varepsilon_\alpha}{\varepsilon_\alpha + \varepsilon_\beta} (u_\alpha - u_\beta)^2 F_0(x) \right], \quad (17)$$

$$\frac{dr_\alpha}{dt_\alpha} = u_\alpha. \quad (18)$$

Уравнение состояния и частота столкновений:

$$\varepsilon_\alpha = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{P_\alpha}{\rho_\alpha}. \quad (19)$$

$$v_{\alpha\beta} = N_A \sigma_{\alpha\beta} \sqrt{\frac{4}{3\pi} (\varepsilon_\alpha + \varepsilon_\beta) \frac{\rho_\beta}{\mu_\alpha + \mu_\beta}}, \quad (20)$$

где  $\gamma = 5/3$ ;  $N_A = 6.02 \times 10^{23}$  г/моль;  $\sigma_{\alpha\beta} = 3.8 \times 10^{-15}$  см<sup>2</sup>.

Для смеси в целом задавались следующие начальные параметры:  $M = M_\alpha + M_\beta = 10^6$  г;  $E =$

$= 2.5 \times 10^{21}$  эрг. Основные расчеты проводили для начального радиуса газового шара  $R_0 = 3 \times 10^5$  см, когда еще столкновительное взаимодействие обеспечивает  $u_\alpha \approx u_\beta$ . Соответственно:

$$\rho_0 = \frac{M}{\frac{4}{3}\pi R_0^3}; \quad \varepsilon_0 = \frac{E}{M}; \quad P_0 = (\gamma - 1)\varepsilon_0 \rho_0.$$

Смесь задавалась массовыми долями  $C_\alpha = M_\alpha/M = 0.16$ ;  $C_\beta = M_\beta/M = 0.84$ . Характерные величины, на которые производилось “обезразмеривание системы” (15)–(20), таковы:

$$R_x = R_0, \quad u_x = \sqrt{\varepsilon_0}, \quad t_x = \frac{R_x}{u_x},$$

$$\rho_{\alpha x} = \frac{M_\alpha}{4\pi R_x^3} = \rho_0 C_\alpha / 3, \quad P_{\alpha x} = \rho_{\alpha x} u_x^2,$$

$$\varepsilon_{\alpha x} = \frac{P_{\alpha x}}{\rho_{\alpha x}} = \varepsilon_0, \quad m_{\alpha x} = \frac{M_\alpha}{4\pi}.$$

Аналогично для  $\beta$  компонента. Тогда безразмерные краевые условия для  $\alpha$  компонента имеют вид:

$$\bar{P}_\alpha(\bar{m}_\alpha, 0) = 3,$$

$$\bar{u}_\alpha(\bar{m}_\alpha, 0) = 0,$$

$$\bar{P}_\alpha(\bar{m}_\alpha, 0) = 3(\gamma - 1) \frac{\mu_\beta}{c_\alpha \mu_\beta + c_\beta \mu_\alpha}.$$

$$\bar{\varepsilon}_\alpha(\bar{m}_\alpha, 0) = \frac{\mu_\beta}{c_\alpha \mu_\beta + c_\beta \mu_\alpha}.$$

$$\bar{P}_\alpha(\bar{m}_\alpha \geq 1, t) = 0.$$

$$0 \leq \bar{m}_\alpha \leq 1,$$

$$\Delta \bar{m}_\alpha = \Delta \bar{m}_\beta = \frac{1}{N},$$

где  $N$  – число одинаковых массовых ячеек по радиусу. Их начальные границы определяются из выражения

$$\bar{r}_{\alpha j+h} = \sqrt[3]{\frac{1}{N} + \bar{r}_{\alpha j}^3},$$

здесь чертой обозначены безразмерные величины. Для  $\beta$  компонента условия логичны.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Предварительные расчеты были выполнены с данными краевыми условиями в предположении отсутствия взаимодействия между компонентами:  $v_{\alpha\beta} = 0$ , где  $\alpha$  компонент – атомы водорода,  $\mu_\alpha = 1$ ;  $\beta$  компонент – атомы алюминия,  $\mu_\beta = 27$ . На рисунках 1, 2 показано радиальное распреде-

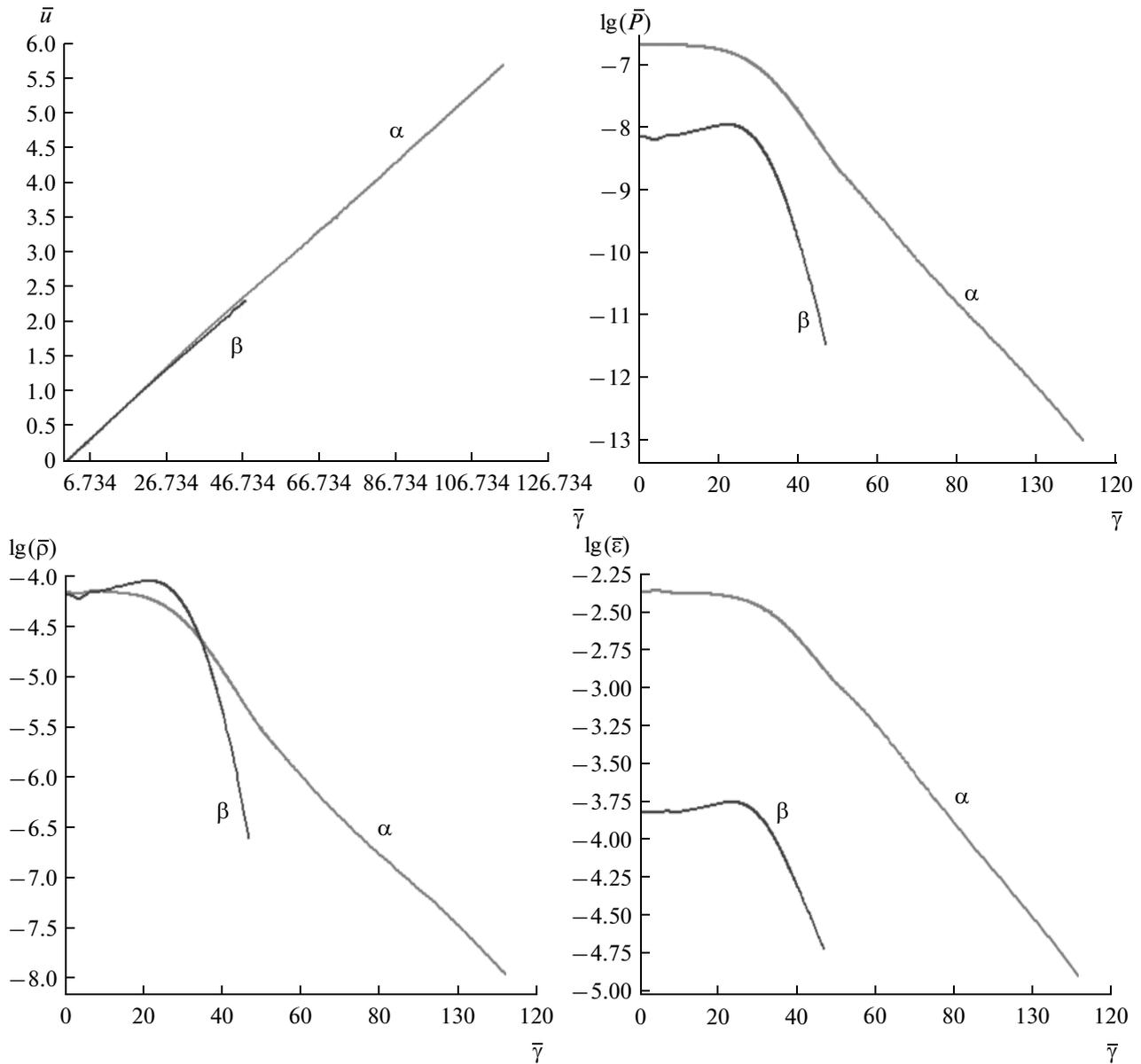


Рис. 5. Радиальное распределение рассчитываемых параметров на безразмерное время  $\bar{t} = 20$ .

ление безразмерных  $\bar{u}$ ,  $\bar{p}$ ,  $\bar{P}$ ,  $\bar{\epsilon}$  для  $\alpha$  и  $\beta$  компонента на начальные моменты времени, когда формируется отраженная волна разрежения. Для расчета  $\bar{\epsilon}$ ,  $\bar{P}$ , в отсутствие взаимодействия использовалась смещенная явно-неявная схема [Действие ..., 1971; Бруд, 1976], хорошо сохраняющая массу и энергию даже при достаточно крупной сетке ( $\Delta \bar{m} = 10^{-2}$ ;  $\Delta \bar{t} = 10^{-3}$ ). Уменьшение  $\Delta \bar{m}$  и  $\Delta \bar{t}$  на порядок приводило лишь к небольшому изменению скорости фронта ( $\sim 1\%$ ), остальные параметры практически не менялись. При этом скорость фронта водорода, как и следовало ожидать, более чем в 5 раз превосходит скорость фронта алюминия. На эти до-

статочно короткие времена разделение компонент еще мало даже в отсутствие их взаимодействия.

Члены, описывающие взаимодействие компонент имеют “жесткий” характер  $\sim v_{\alpha\beta}(u_{\beta} - u_{\alpha})$ , так как при большой величине  $v_{\alpha\beta}$  скорости близки  $u_{\beta} \approx u_{\alpha} = u$ . Но так как массовые ячейки с одинаковыми индексами для  $\alpha$  и  $\beta$  компонент могут быть существенно разделены по радиусу, то реализация полностью неявного варианта разностной схемы для расчета скорости вызывает значительные трудности. Использование полуявной схемы для силы трения, типа  $v_{\alpha\beta}^{n-1/2} (u_{\beta i}^{n-1/2} - u_{\alpha j}^{n+1/2})$ , как показал численный эксперимент, не дает принципиаль-

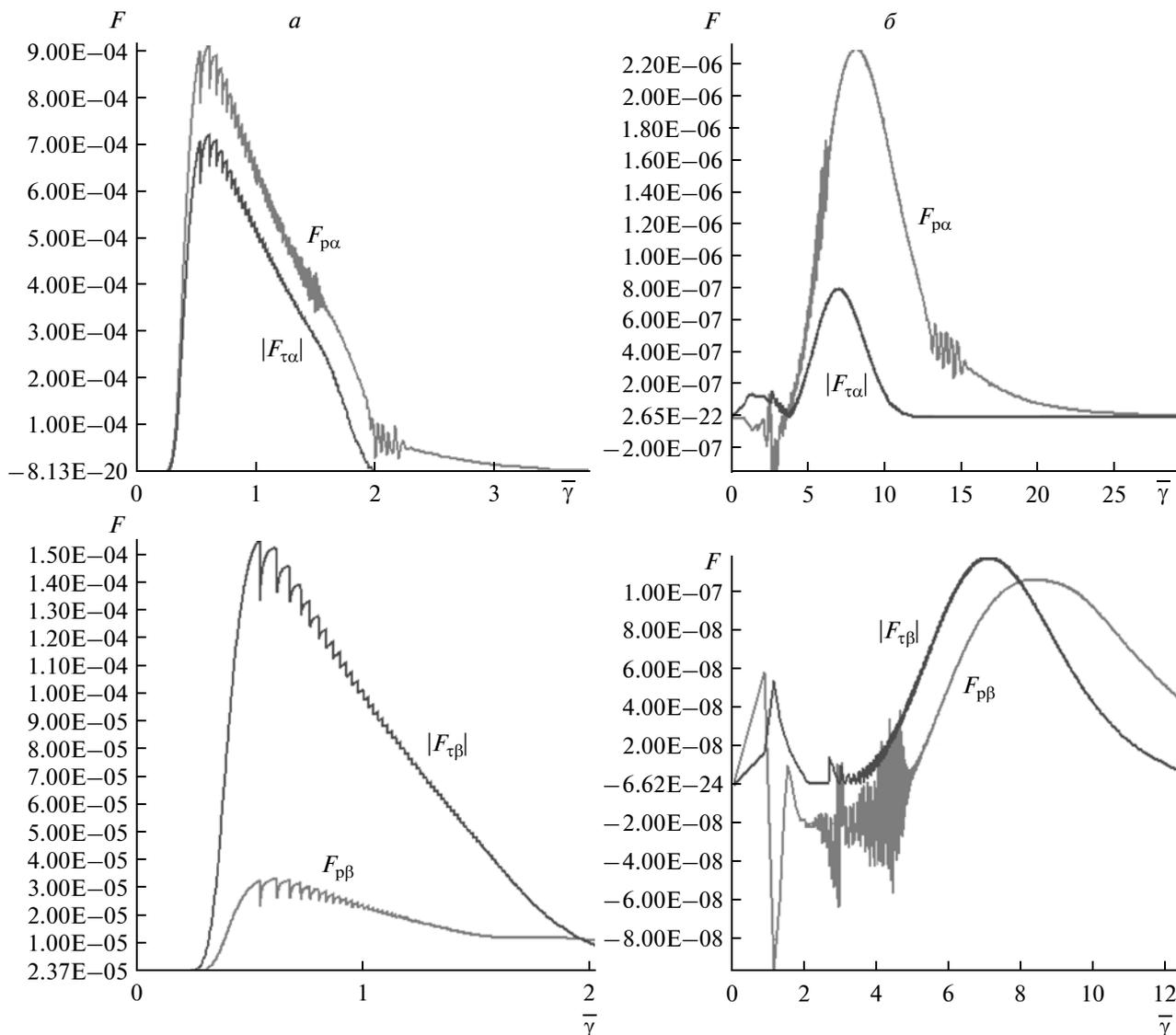


Рис. 6. Радиальное распределение силы внутреннего давления и силы трения на  $a - \bar{t} = 0.5$ ;  $b - \bar{t} = 5$ .

ных преимуществ перед явной реализацией  $v_{\alpha\beta}^{n-1/2} (u_{\beta i}^{n-1/2} - u_{\alpha j}^{n-1/2})$ , так как при  $R_0 = 3 \times 10^5$  см расчет по явной схеме требует вполне приемлемого времени при  $\Delta \bar{m} = 10^{-3}$ ;  $\Delta \bar{t} = 10^{-4}$ .

Основными параметрами, указывающими степень разделения компонент по радиусу, является плотность и скорость компонент. На рисунке 3 показано радиальное распределение всех параметров на  $\bar{t} = 1$ . К этому моменту уже полностью формируются близкие к линейным профили скорости, и наблюдается существенный выход вперед прифронтных слоев водорода, где газ сильно разрежен и сила трения мала. На более поздние времена профили скорости не меняются. Из рисунка 4 видно, что с течением времени форма

профилей плотности мало меняется, но опережающее количество массы  $\alpha$  компоненты постепенно возрастает. Структура радиального распределения всех параметров также мало меняется вплоть до больших времен (рис. 5). Таким образом, для компонент с большой разницей молекулярных весов ( $\mu_\alpha = 1$ ;  $\mu_\beta = 27$ ) наблюдается радиальное разделение компонент на инерционной стадии разлета. Как следует из уравнения (16) это возможно, если сила внутреннего давления внутри легкого компонента превышает тормозящую силу трения со стороны тяжелого компонента. Расчеты показывают, что на всем протяжении стратификации (рис. 6) сила трения меньше силы давления, причем со временем это различие увеличивается. Этот вывод также можно сделать из

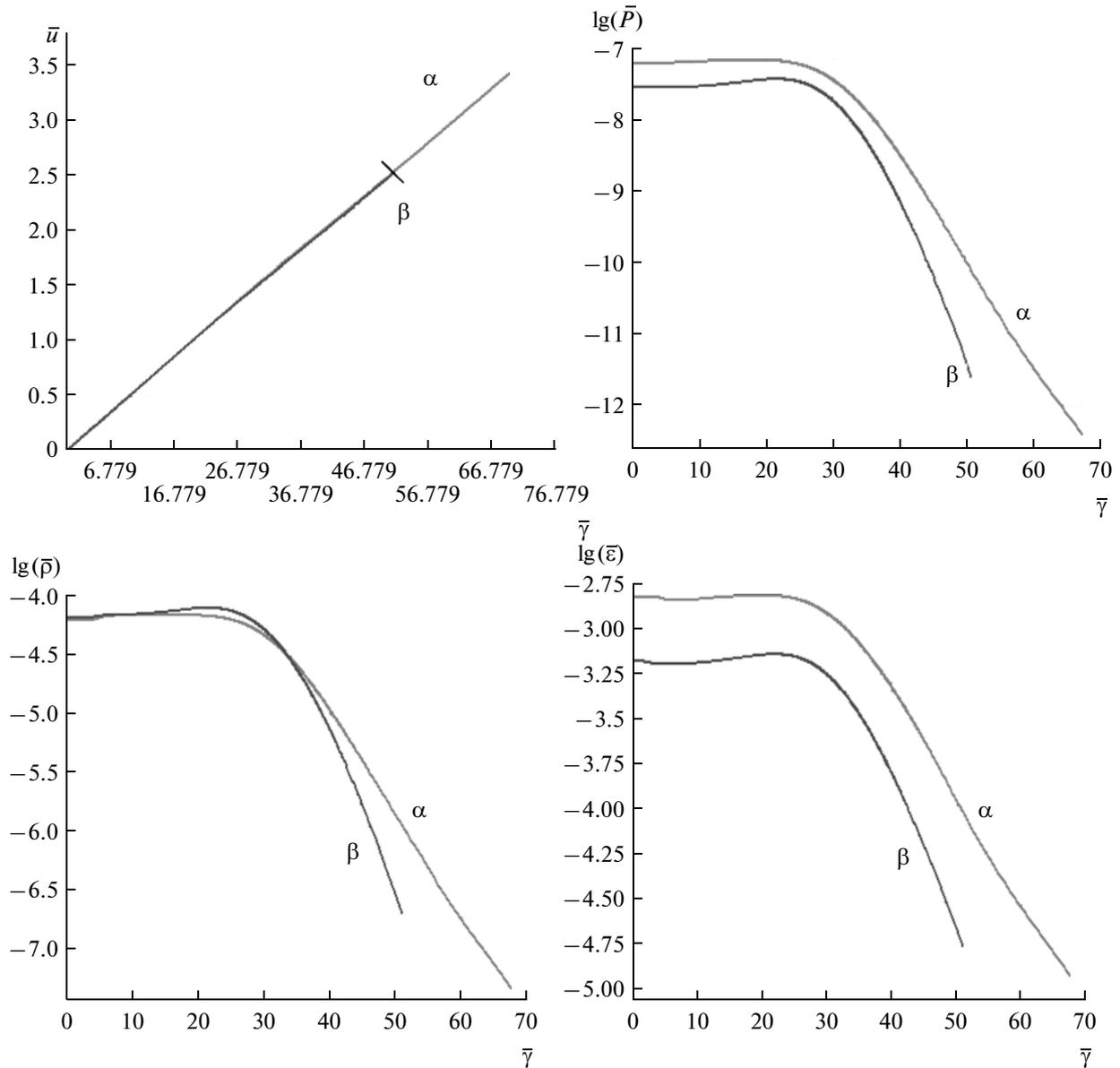


Рис. 7. Радиальное распределение параметров для C–Al смеси на  $\bar{r} = 20$ .

упрощенного аналитического анализа: сила давления  $F_p \sim T/R$ , сила трения  $F_T \sim 1/R^3$ . В адиабатическом приближении  $T \sim 1/R^{3(\gamma-1)}$ , и при  $\gamma = 5/3$   $F_p \sim F_m \sim 1/R^3$ . Однако в результате трения температура падает значительно медленнее, чем по адиабатическому закону, поэтому  $F_p$  падает медленнее, чем  $1/R^3$ .

Были выполнены также расчеты стратификации для смесей C–Al и O–Al при тех же значениях  $C_\alpha$  и  $C_\beta$ . В целом картина течения сохраняется такой же, как H–Al, но из-за большей массы легкого компонента пространственное разделение между компонентами меньше. На рисунке 7 по-

казано поведение всех параметров на  $\bar{r} = 20$  для C–Al смеси.

Спектральные измерения линейчатого излучения расширяющейся плазмы взрыва проводились во всех космических экспериментах [Операция ..., 1964; Зецер др., 2004]. Линии визирования проходили на различных расстояниях от центра взрыва, причем само это расстояние было известно весьма приблизительно. А так как наблюдение велось с земли, т.е. с расстояния порядка 300–400 км, и сбор излучения производился в некотором конечном телесном угле, то это вносило существенную неопределенность при использовании временного поведения излучения в линии для опре-

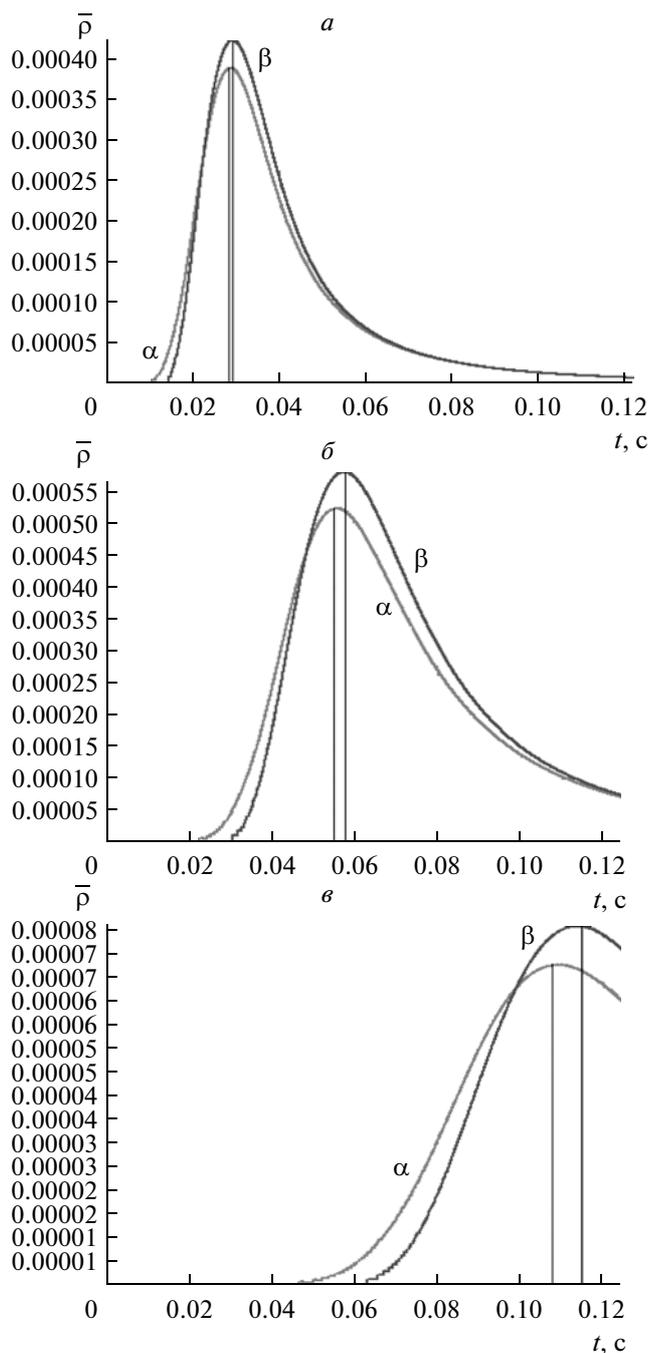


Рис. 8. Поведение плотности во времени на различных расстояниях от центра взрыва для H-Al: а –  $R = 20$  км; б –  $R = 40$  км; в –  $R = 80$  км.

деления пространственного распределения плотности излучающих компонент. Кроме того, при прохождении плазмы через линию визирования меняются не только ее внутренние параметры, но и ее оптическая толщина по линии визирования. А так как коэффициент излучения при электронном переходе  $m \rightarrow n$   $\epsilon_{mn} = A_{mn} E_{mn} n_m \approx A_{mn} E_{mn} n_m \exp(-E_{mn}/kT)$  зависит от температуры,

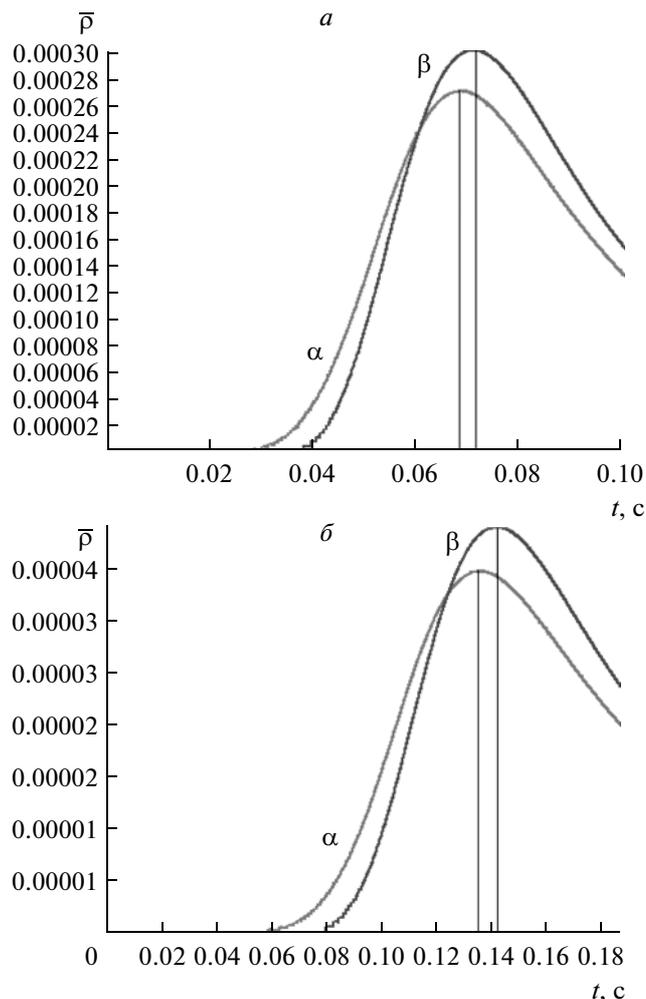


Рис. 9. Поведение плотности во времени по линии визирования для C-Al: а –  $R = 50$  км; б –  $R = 100$  км.

то ясно, что сравнение временного поведения линейчатого излучения данного элемента и поведения его концентрации может носить лишь качественный характер. Вместе с тем очевидно, что общий временной ход интенсивности линейчатого излучения на приемнике должен состоять из достаточно быстрого нарастания свечения, связанного с ростом концентрации частиц после прохождения фронта через линию визирования, и затем более медленного спада, связанного с общим падением концентрации в результате расширения плазмы. В эксперименте присутствовала достаточно сложная многокомпонентная смесь. Как показывают расчеты, значение скорости фронта тяжелого компонента (Al), при всех легких компонентах, было примерно одинаково  $u(\text{Al}) \approx 2.2$ . При этом средняя скорость расширения свечения Al примерно соответствовала эксперименту  $5 \times 10^7$  см/с.

На рисунке 8 показано полученное в расчетах разделение максимумов плотности водорода и алюминия на различных расстояниях от центра взрыва. Для  $R = 20$  км временное разделение максимумов  $\Delta t = 2$  мс;  $R = 40$  км,  $\Delta t = 4.1$  мс;  $R = 80$  км,  $\Delta t = 9.4$  мс. То есть, как и следовало ожидать,  $\Delta t$  линейно возрастает с  $R$ .

Для С–Al смеси результаты показаны на рисунке 9. Здесь также наблюдается близкий к линейному рост временного расстояния между компонентами: для  $R = 50$  км  $\Delta t = 6.2$  мс, а для  $R = 100$  км  $\Delta t = 11$  мс. Экспериментальный временной интервал между максимумами С и Al равен  $\Delta t_{\text{эсп}} \approx 7.5$  мс. Для других компонент экспериментальный разброс между максимумами различных компонент на расстояниях от центра в несколько десятков километров, находится в тех же пределах: 2–7 мс.

## 5. ВЫВОДЫ

Таким образом, разработанная теоретическая модель и ее численная реализация позволили объяснить наличие эффекта инерционной стратификации при разлете многокомпонентного сгустка газа или плазмы в вакуум. Это может иметь важное практическое значение при оценке воздействия газоплазменных потоков крупномасштабных космических экспериментов на элементы космической техники. Численная методика может служить основой для создания более универсального алгоритма исследования явления стратификации при разлете многокомпонентной частично-ионизованной плазмы в магнитном и гравитационном полях.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Адушкин В.В., Зецер Ю.И., Киселёв Ю.Н. Активные геофизические ракетные эксперименты “Флаккус 1, 2” // ДАН. Т. 36. С. 818–820. 1998.
- Брод Г. Расчеты взрывов на ЭВМ. М.: “Мир”, С. 271. 1976.
- Быковский Ю.А., Дягтеренко Н.Н., Елисеев В.Ф., Кондрашов В.Е., Поляничев А.Н., Фетисов В.С. Рекомбинация в разлетающемся плазменном сгустке // ЖТФ. Т. 12. № 1. С. 73–80. 1974.
- Гаврилов Б.Г., Зецер Ю.И., Менг И.И. Движение плазменной струи поперек геомагнитного поля в активном геофизическом эксперименте “North Star” // Космич. исслед., Т. 41. № 1. С. 33–34. 2003.
- Гуревич А.В. Нелинейные явления в ионосфере // УФН. № 11. С. 1145–1177. 2007.
- Действие ядерного взрыва. Ред. Григорян С.С., Шапиро Т.С. М.: “Мир”, 312 с. 1971.
- Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, С. 686. 1966.
- Зецер Ю.И., Гаврилов Б.Г., Жмайло В.А., Селин В.И. Геомагнитные эффекты от расширяющегося плазменного образования внутри ядерного взрыва // Физика горения и взрыва. Т. 40. № 6. С. 31–41. 2004.
- Кестенбойм Х.С., Росляков Г.С., Чудов Л.А. Точечный взрыв. Методы расчета. М.: Наука, С. 255. 1974.
- Кондрашов В.Е., Фетисов В.С. Отражение волны разрежения от центра при адиабатическом разлете газового шара в пустоту. // Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа. № 5. С. 164–166. 1974.
- Куликовский А.Т., Погорелов Н.В., Семенов А.Н. Математические вопросы численного решения гиперболических систем уравнений. М.: Наука, Физматлит, С. 608. 2001.
- Магомедов Н.М., Холодов А.С. Сеточно-характеристические численные методы. М.: Наука, 288 с. 1988.
- Операция “Морская звезда”, М.: Атомиздат, 420 с. 1964.
- Станюкович К.П. Неустановившееся движение сплошной среды. М.: Наука, 854 с. 1971.
- Ступицкий Е.Л. Динамика мощных импульсных излучений и плазменных образований. М.: Наука, 280 с. 2006.
- Ступицкий Е.Л., Козлов С.И. Процессы замагничивания и стратификации легко ионизируемого облака нейтрального газа, разлетающегося в геомагнитном поле // Космич. исслед. Т. 28. № 4. С. 555–559. 1990.
- Ступицкий Е.Л., Репин А.Ю., Холодов А.С., Холодов Я.А. Поведение высокоэнергетического плазменного сгустка в верхней ионосфере. // Мат. моделирование, Т. 16. № 7. С. 45–58. 2004.
- Ступицкий Е.Л., Шапранов А.В. Стратификация легкоионизируемого газового облака, разлетающегося в геомагнитном поле // Космич. исслед. Т. 36. № 4. С. 38–45. 1998.
- Физика ядерного взрыва, Т. 1. М.: Наука, Физматлит. 630 с. 2009.
- Филипп Н.Д., Ораевский В.Н., Блаунштейн Н.Ш., Ружин Ю.Я. Эволюция искусственных плазменных неоднородностей в ионосфере Земли. Кишинев: Штинница, 406 с. 1986.
- Gurevich A.V., Zybin K.P., Lukyanov A.V. Stationary striations developed in the ionospheric modification // Phys. Rev. Lett. V. 75. P. 2622–2625. 1995.
- Haerendel G. Result from Barium Cloud Releases in the Ionosphere and Magnetosphere // Space Reseach XIII. V. 2. 1973. Academic-Verlag, Berlin P. 601–617.