

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Г. Захарова. ФГВ, 1981, 17, 3, 149.
2. И. Г. Захарова. ФГВ, 1982, 18, 1, 91.
3. В. М. Кузнецов, Н. М. Кузнецов, А. Ф. Шацкевич. ФГВ, 1982, 18, 1, 120.
4. Д. П. Тимофеев. Кинетика адсорбции. М.: Изд-во АН СССР, 1962.
5. В. В. Воробьев, И. Г. Захарова, В. М. Комир и др. ФТПРПИ, 1980, 4, 42.
6. К. Е. Губкин, В. М. Кузнецов, А. Ф. Шацкевич. ПМТФ, 1978, 6, 136.

ТЕЧЕНИЕ В УДАРНОЙ ТРУБЕ ПРИ НАЛИЧИИ ВЗВЕШЕННЫХ ЧАСТИЦ

А. И. Ивандаев

(Москва)

Теоретический анализ течения в ударной трубе при наличии взвешенных частиц в камере низкого давления (КНД) представляет интерес в связи с использованием ударных труб для экспериментального исследования волновых и других быстропотекающих процессов в газовзвесьях [1, 2]. Некоторые аспекты двухфазных течений в ударных трубах обсуждались в [3—6]. В [3, 4] исследовалось влияние законов взаимодействия фаз на развитие течения в трубе, при этом делались довольно грубые сквозные расчеты методом частиц в ячейках. Вопросы формирования ударных волн при наличии частиц в КНД рассматривались в [5]. Некоторые результаты численного исследования одномерных течений запыленного газа представлены в [6, 7]. Общее состояние исследований по ударным и детонационным волнам в газовзвесьях рассмотрено в обзоре [1]. В [8] дан обзор теоретических и экспериментальных работ ИТПМ СО АН СССР по структуре ударных волн в газе с частицами.

В данной статье обсуждаются особенности газодинамики течения в ударных трубах при наличии взвешенных частиц в КНД, проводится сопоставление результатов численных расчетов неравновесных двухфазных течений с расчетами по предельным равновесной и замороженной схемам. Для численного расчета неравновесного течения в ударной трубе используется модифицированный метод крупных частиц [9], при этом контактный разрыв и граница раздела между газом и газовзвесью выделяются и локализуются и, в отличие, например, от [3, 4], восстанавливается вся детальная картина течения в одно- и двухфазных областях.

Постановка задачи. Пусть имеется ударная труба длиной L (рис. 1, а), камера высокого давления (КВД) которой заполнена газом без частиц с давлением p_* , а камера низкого давления — газом с давлением $p_0 < p_*$, содержащим взвешенные частицы твердой фазы (ситуация, обычно имеющая место в экспериментах с газовзвесьями на ударных трубах). В момент $t = t_0$ диафрагма, разделяющая камеры при $z = z_0$, разрывается. Требуется рассчитать волновое течение в ударной трубе, реализующееся при распаде разрыва давления на границе между газом и газовзвесью.

Начальные условия для газа (индекс 1) и частиц (индекс 2):

$$p = \begin{cases} p_* & 0 \leq z \leq z_0 \\ p_0 & z_0 < z \leq L \end{cases}, \quad T_1 = \begin{cases} T_* & 0 \leq z \leq z_0 \\ T_0 & z_0 < z \leq L \end{cases}, \quad u_1 = 0,$$

$$\rho_2 = \begin{cases} 0 & 0 \leq z \leq z_* \\ \rho_{20} & z_* < z \leq L \end{cases}, \quad T_2 = T_0, \quad u_2 = 0, \quad d = d_0 = \text{const}, \quad \rho_2^0 = \rho_{20}^0 = \text{const}.$$

Здесь p — давление; T — температура; u — скорость; ρ — средняя («размазанная») плотность; d — диаметр частиц; ρ_2^0 — плотность вещества частиц.

Граничные условия для газа на торцах трубы $z = 0$ и $z = L$ соответствуют условиям непротекания $u_1(0, t) = u_1(L, t) = 0$. В качестве гра-

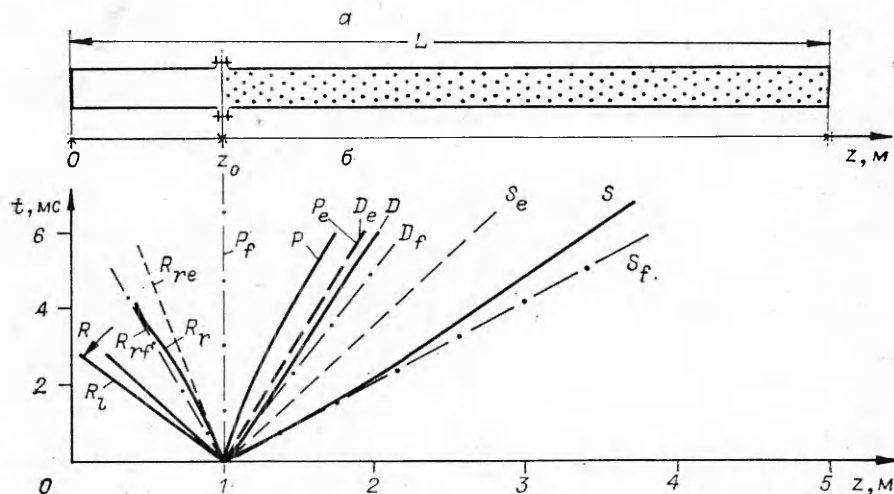


Рис. 1. Пример расчетной $z-t$ -диаграммы течения в ударной трубе, КНД которой полностью заполнена взвешенными частицами твердой фазы.

ничного условия для частиц при $z=L$ (при $z=0$ частицы отсутствуют) зададим условие свободного стока, моделирующее их выпадение на стенку при абсолютно неупругом соударении $u_2(L_-, t) = u_2(L_+, t)$.

Основные схемы течения. Наиболее общая схема движения монодисперсной газозвеси — неравновесная, двухскоростная и двухтемпературная схема. В рамках такой схемы газозвесь моделируется совокупностью двух взаимодействующих и взаимопроникающих континуумов и описывается уравнениями [11]. Значительно более частными «предельными» схемами являются известные равновесная и замороженная схемы течения. В рамках равновесной схемы, предполагающей полное термодинамическое равновесие между фазами взвеси ($u_1 = u_2 = u$, $T_1 = T_2 = T$), при малых объемных содержаниях частиц $\alpha_2 \ll 1$ уравнения двухфазного движения [11] сводятся к обычным уравнениям однофазной газовой динамики для калорически совершенного газа с эффективным показателем адиабаты γ и равновесной скоростью звука a_e [10]. В рамках замороженной схемы, предполагающей полное отсутствие обмена импульсом и теплом между фазами, указанные уравнения переходят в уравнения газовой динамики несущего газа с плотностью $\rho = \rho_1^0$.

Еще одна частная схема течения — схема, предполагающая заморозженность параметров взвешенных частиц ($u_2 = 0$, $T_2 = T_0$ — фиксированные относительно ударной трубы частицы нулевой теплопроводности). В рамках этой схемы уравнения [11] описывают течение газа в неподвижной и не аккумулирующей тепло решетке частиц. Расчет «замороженного по частицам» течения, в отличие от расчетов полностью равновесного и замороженного течений, нетривиален, так как связан с численным интегрированием уравнений движения газа при наличии внешних сил со стороны «скелета» частиц. Однако сравнение такой схемы течения с другими представляет интерес с точки зрения анализа эффектов динамического и теплового взаимодействия фаз.

Если объемное содержание частиц во взвеси не мало, то при анализе равновесного двухфазного течения несовершенство эффективного газа следует учитывать. Формулы для расчета равновесных параметров газозвеси за ударной волной в этом случае отличаются от классических формул газовой динамики «объемными» множителями α_{10} и могут быть записаны в виде

$$\frac{u_e}{a_{e0}} = \alpha_{10} \frac{2}{\gamma + 1} \left(M_e - \frac{1}{M_e} \right), \quad \frac{P_e}{P_0} = 1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1} (M_e^2 - 1), \quad (1)$$

$$\frac{p_0}{p_e} = 1 - \alpha_{10} \frac{2}{\gamma + 1} \left(1 - \frac{1}{M_e^2} \right),$$

где $M_e = D/a_{e0}$; $a_{e0} = a_{10}(\gamma x_1/\gamma_{10})/\alpha_{10}$; $\gamma = (c_{p1}x_1 + c_{22}x_2)/(c_{v1}x_1 + c_{22}x_2)$. С учетом (1) можно получить следующую неявную зависимость для определения скорости ударной волны по перепаду давления в камерах ударной трубы, КНД которой заполнено частицами:

$$\frac{p_*}{p_0} = \left[1 + \frac{2\gamma}{\gamma + 1} (M_e^2 - 1) \right] \left[1 - \sqrt{x_{10} \frac{\gamma_0}{\gamma_{10}} \frac{a_{10}}{a_{1*}} \frac{\gamma_{1*} - 1}{\gamma_0 + 1} \left(M_e - \frac{1}{M_e} \right)} \right]^{-\frac{2\gamma_{1*}}{\gamma_* - 1}}. \quad (2)$$

В формулах (1), (2): p_*/p_0 — заданное начальное отношение давлений в отсеках трубы; M_e — равновесное число Маха ударной волны; D — скорость волны; a_e — равновесная скорость звука в смеси, индексы * и 0 внизу отмечают параметры в камерах высокого и низкого давления соответственно. С помощью (1), (2) легко выполнить элементарный расчет ударной трубы, в КНД которой взвешено достаточно много по объему частиц конденсированной фазы.

При малых объемных содержаниях частиц в КНД газозвесь моделируется совершенным газом с эффективным показателем адиабаты γ и скоростью звука $a_e = a_1(\gamma x_1/\gamma_1)^{1/2}$, и зависимости (1), (2) совпадают с известными зависимостями элементарной теории ударной трубы [12]. Если объемное содержание частиц в КНД $\alpha_2 \rightarrow 0$, то $\alpha_{10}, x_{10} \rightarrow 1$, соответственно $\gamma_0 \rightarrow \gamma_{10}, a_{e0} \rightarrow a_{10}, M_e \rightarrow M_1$ и (1), (2) также переходят в обычные соотношения для однофазного газа без частиц.

Некоторые результаты. Для численного расчета течения в ударной трубе при наличии взвешенных частиц в КНД использован модифицированный метод крупных частиц [9], с помощью которого общую замкнутую систему уравнений движения газозвеси [11] интегрировали при указанных начальных и граничных условиях. Ниже рассмотрен пример течения в ударной трубе $L = 5$ м, камеры высокого и низкого давления которой заполнены воздухом. Рассмотрен случай $z_0 = z_* = 1$ м, когда части-

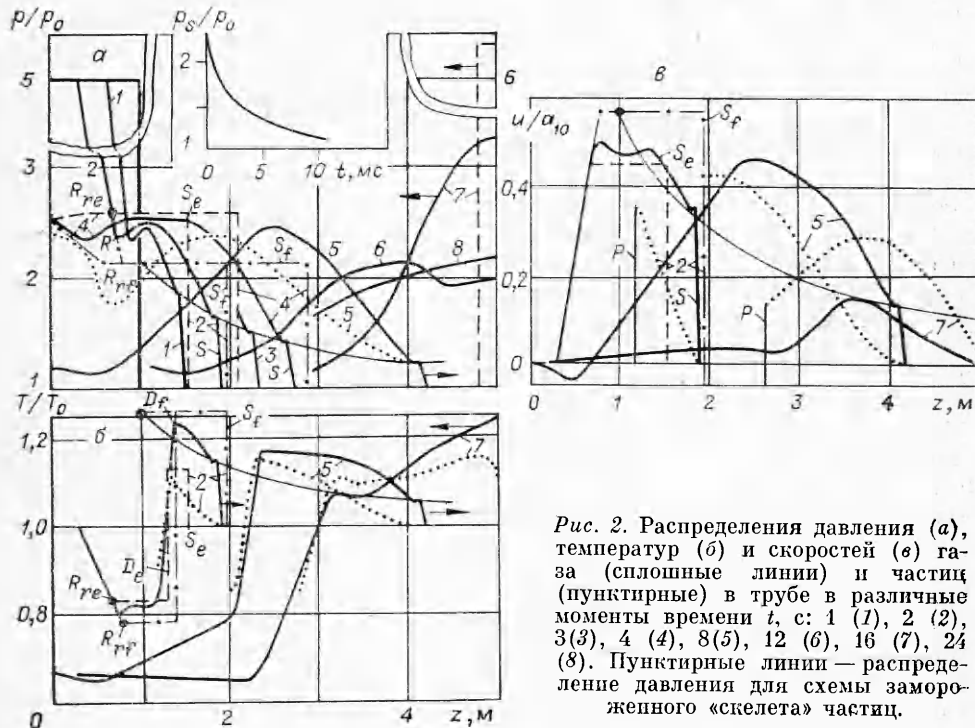


Рис. 2. Распределения давления (а), температур (б) и скоростей (в) газа (сплошные линии) и частиц (пунктирные) в трубе в различные моменты времени t , с: 1 (1), 2 (2), 3 (3), 4 (4), 8 (5), 12 (6), 16 (7), 24 (8). Пунктирные линии — распределение давления для схемы замороженного «скелета» частиц.

пы кварцевого песка ($\rho_s^0 = 2500 \text{ кг/м}^3$) заполняют всю КНД: начальный перепад давления $p_*/p_0 = 5$, относительное массовое содержание частиц $m = \rho_{20}/\rho_{10} = 2,1$, диаметр частиц 60 мкм ($p_0 = 1 \text{ бар}$, $T_0 = 293 \text{ К}$).

Результаты расчетов проиллюстрированы $z-t$ -диаграммой (см. рис. 1) и профилями различных параметров (давления, температур и скоростей газа и частиц) вдоль трубы на различные моменты времени (рис. 2). На рис. 2, а представлена также зависимость $p_s/p_0 = f(t)$, иллюстрирующая закон падения давления на фронте переднего скачка параметров в газовой фазе во времени.

Из представленных результатов видно, что после разрыва диафрагмы в область низкого давления последовательно идут ударная волна S , граница раздела горячего и холодного газов D и граница области газозвеси P . В область высокого давления идет волна разрежения R (R_+ и R_- — правая и левая границы волны). Штриховыми и штрихпунктирными линиями на рис. 1, 2 проиллюстрированы течения, реализующиеся в соответствии с равновесной и замороженной схемами. Видно, что реальное неравновесное течение постепенно перестраивается от замороженного к равновесному, при этом скорости ударной волны и контактного разрыва падают, а скорость границы раздела между газом и газозвесью возрастает (замороженное значение скорости этой границы равноначальному нулевому).

Присутствие частиц в КНД в силу их малого объемного содержания ($\alpha_2 \ll 1$) на сам процесс распада разрыва в газе не влияет, и в моменты времени, близкие к начальному ($t = t_0(1 + \epsilon)$, $\epsilon \ll 1$), течение формируется по замороженной схеме. Постепенно частицы начинают заметно влиять на развитие всего процесса течения в трубе. Вовлекаясь в движение за скачком, они тормозят и одновременно охлаждают ударно-сжатый газ. В результате передний скачок параметров в газовой фазе S , бегущий по газозвеси, затухает и замедляется. Между ним и контактным разрывом D формируется первая зона релаксации, где первоначально неподвижные и холодные частицы отбирают импульс и тепло у ударно-сжатого газа. Параметры фаз в этой зоне плавно возрастают, а ее ширина с течением времени увеличивается. «Просачиваясь» через контактный разрыв температуры и плотности газовой фазы D , нагретые в первой релаксационной зоне частицы начинают нагревать газ в области холодной пробки, формируя между границами D и P вторую релаксационную зону плавного выравнивания температур фаз. При этом скачок температур на контактном разрыве D быстро уменьшается из-за падения температуры горячего газа перед разрывом и плавного повышения температуры холодного газа за ним. Скорость и плотность частиц во всей области между скачком S и границей газозвеси P монотонно возрастают. Увлекая частицы, поток газа за ударной волной как бы «сгребает» их, и они накапливаются вблизи границы P . Концентрация частиц в окрестности P будет происходить до тех пор, пока их скорости на границе P будут отличаться от скорости газа.

Отметим, что частицы в КВД отсутствуют, поэтому как равновесная, так и замороженная схемы распада разрыва давления между газом и газозвесью дают один и тот же закон изменения давления на торце КВД в начальные моменты времени, вытекающий из известного решения задачи об отражении центрированной волны разрежения от твердой стенки [13]. В соответствии с ним для условий рассматриваемого примера при $t = 4 \text{ мс}$ имеем давление на торце КВД $p/p_0 = 2,5$ (см. рис. 2, 4).

Если КВД и КНД достаточно длинные (длина КНД значительно превышает характерную длину релаксации скоростей и температур фаз, зависящую от размера частиц и термодинамических свойств газозвеси), то движущаяся в область низкого давления волна уплотнения асимптотически выходит на предельную стационарную конфигурацию. Последняя может представлять собой волну со скачком параметров в газовой фазе или полностью размытую волну уплотнения. Реализация той или иной

предельной конфигурации не зависит от размера частиц и в основном определяется их массовым содержанием в КНД $m = \rho_{20}/\rho_{10}$ и отношением давлений в камерах p_*/p_0 . С увеличением m при прочих равных условиях для получения предельной волны со скачком требуется большее p_* в КВД.

Тип предельной волны, ее скорость и величины всех параметров за зоной релаксации определяются из равновесной схемы. Для условий примера рис. 2 имеем $D_e \approx 270 < a_{10} = 340$ м/с, $p_e/p_0 = 2,58$, $T_e/T_0 = 1,13$, $u_e/a_{10} = 0,453$, $\rho_{2e}/\rho_{10} = 4,73$, и предельная волна является размытой волной без переднего скачка (в этом случае волна со скачком реализовалась бы при $p_*/p_0 > 11,5$). Расчет течения по замороженной схеме дает $D_f = 480 > a_{10} = 340$ м/с, $p_f/p_0 = 2,13$, $T_f/T_0 = 1,25$, $u_f/a_{10} = 0,571$, $\rho_{2f}/\rho_{10} = \rho_{20}/\rho_{10} = 2,08$. Течение, рассчитанное по равновесной и полностью замороженной схемам, проиллюстрировано на рис. 2 штриховыми и штрихпунктирными линиями соответственно. Пунктирной линией на рис. 2, а (кривая 5) показано распределение давления вдоль трубы, реализующееся при расчете течения по схеме неподвижного «скелета» нетеплопроводных частиц. Сравнение профилей параметров показывает, что частные схемы, не учитывающие реальные эффекты неравновесного взаимодействия фаз, не могут удовлетворительно описать рассмотренный случай двухфазного течения в ударной трубе.

Для оценки интенсивности взаимодействия частиц с газовым потоком за ударной волной полезно использовать понятия характерных времен и длин релаксаций скоростей τ_u , l_u и температур τ_T , l_T фаз. Эти времена и длины сильно зависят от диаметра частиц. Если средние числа Рейнольдса Re_{12} невелики (слабые волны без переднего скачка и мелкие частицы), то могут реализовываться режимы относительного обтекания частиц, близкие к стоксовым, и $\tau_u \sim \tau_T \sim d^2$. Если $Re_{12} > 10^4$ (сильные волны со скачком и крупные частицы), то $\tau_u \sim d$, $\tau_T \sim d^{1.5}$ или d^2 . В общем случае имеем

$$\tau_N \sim d^{n_1}, \tau_T \sim d^{n_2} \quad (1 \leq n_1 \leq 2, 1,5 \leq n_2 \leq 2).$$

Для условий примера рис. 2, когда предельная волна полностью размытая, оценку характерных времен релаксации можно делать по Стоксу. В этом случае имеем $\tau_u \sim \tau_T \sim 30$ мс, $l_u \sim l_T \sim 8$ м. Понятно, что при длине КНД 4 м предельная размытая волна, длина релаксационной зоны которой имеет тот же порядок, что и $l_u \sim l_T$, до начала своего отражения от торца КНД не успевает сформироваться. Получить в рассматриваемой ударной трубе стационарную волну в газозвеси можно (при достаточной длине КВД) лишь при очень мелких частицах с $d \leq 10$ мкм.

В экспериментах измеряют изменения давления во времени в фиксированных сечениях ударной трубы, где установлены датчики. В связи с этим помимо распределений параметров вдоль трубы на различные моменты времени (см. рис. 2) целесообразно привести расчетные «осциллограммы» давления в фиксированных точках вдоль канала (рис. 3). Здесь же пунктирной и штрихпунктирной линиями показаны предельные теоретические «осциллограммы» для датчика 1, соответствующие равновесному и замороженному течениям.

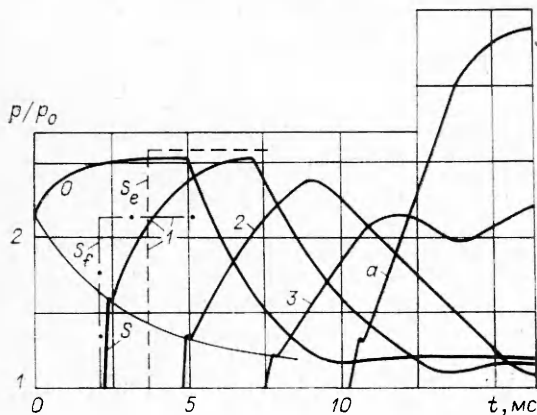


Рис. 3. Расчетные «осциллограммы» давления в сечениях ударной трубы. Цифры возле кривых — расстояние (в метрах) от диафрагмы. Кривая а — «осциллограмма» давления на торце КНД.

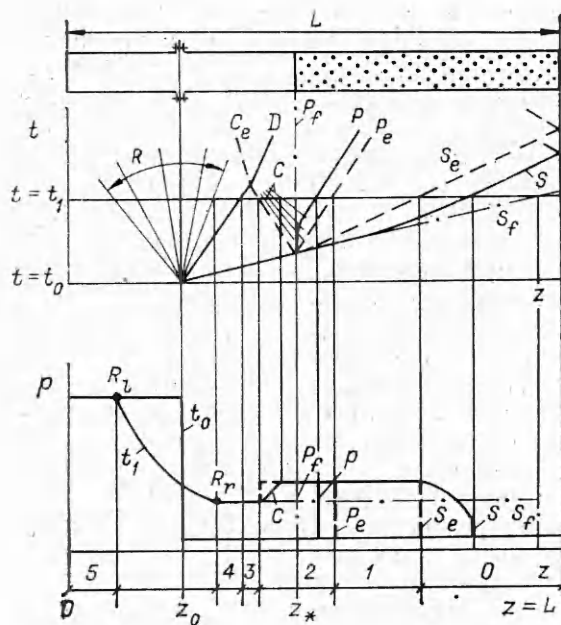


Рис. 4. Картина течения в ударной трубе при частичном заполнении КНД частицами. Цифры вдоль оси z отмечают различные области течения в равновесном решении.

Если частицы заполняют лишь часть камеры низкого давления ударной трубы (рис. 4), то картина течения в трубе при разрыве диафрагмы будет несколько отличаться от рассмотренной. В этом случае распад разрыва происходит в однофазном газе, образующаяся ударная волна начинает взаимодействовать с газозвесью лишь через некоторое время задержки Δt , необходимое для ее прихода к границе взвеси

z_* . В процессе взаимодействия формируется отраженная волна сжатия C , движущаяся навстречу контактному разрыву плотности и температуры в газовой фазе. Общая картина течения в этом случае проиллюстрирована на рис. 4 схематичными $z-t$ -диаграммой и распределением давления вдоль трубы в фиксированный момент времени $t = t_1$.

Таким образом, в ряде ситуаций течение в ударной трубе при наличии взвешенных частиц в КНД является нестационарным и неравновесным. Такое течение нельзя удовлетворительно описать в рамках простой равновесной или замороженной схемы. Они применимы, когда характерные размеры релаксационных зон выравнивания параметров газа и частиц (зависящие от размера частиц, плотностей и других термодинамических параметров фаз) значительно меньше (равновесное приближение) или значительно больше (замороженное приближение) характерной длины трубы. Для частиц кварцевого песка в воздухе при нормальных давлениях и температуре в трубках с $L \sim 1$ м равновесное и замороженное приближения могут быть применены лишь для частиц с $d < 10$ мкм и $d > 1000$ мкм соответственно. Указанные обстоятельства следует учитывать при проектировании «двухфазных» ударных труб и при анализе полученных опытных данных.

Автор благодарит А. Г. Кутушева за проведение численных расчетов и выражает признательность Р. И. Нигматулину за обсуждение.

Поступила в редакцию 24/1 1983,
после доработки — 8/IX 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. А. И. Ивандаев, А. Г. Кутушев, Р. И. Нигматулин. Газовая динамика многофазных сред. Ударные и детонационные волны в газозвесьях. Итоги науки и техники. Сер. «Механика жидкости и газа». № 16, ВИНТИ, 1981.
2. Н. Н. Яненко, Р. И. Солоухин и др. Сверхзвуковые двухфазные течения в условиях скоростной неравновесности частиц. Новосибирск: Наука, 1980.
3. В. Otterman, A. S. Levine. AIAA J., 1974, 12, 5.
4. О. М. Тодес, С. В. Тараканов. — В кн.: Физика аэродисперсных систем. Респ. межвед. научн. техн. об., № 16, 1977.
5. A. S. Levine, V. Otterman. Comp. Fluids, 1975, 3, 1.
6. I. P. Jones, A. V. Jones. Numer. Meth. Laminar and Turbulent Flow. Proc. 2-nd Int. Conf., Venice, 13—16 July, 1981, Swansea, 1981.
7. F. Marconi, S. Rudman, V. Calia. AIAA J., 1981, 19, 10.
8. В. М. Фомин. — В кн.: Гидродинамика и теплообмен в двухфазных средах. Новосибирск, 1981.

9. А. А. Губайдуллин, А. И. Ивандаев, Р. И. Нигматулин. ЖВМ и МФ, 1977, 17, 8.
10. Р. И. Нигматулин. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.
11. А. И. Ивандаев, А. Г. Кутушев, Р. И. Нигматулин. Изв. АН СССР, МЖГ, 1982, 1.
12. Л. Г. Лойцянский. Механика жидкости и газа. М.: Наука, 1973.
13. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Механика сплошных сред. М.: Гостехиздат, 1953.

ИССЛЕДОВАНИЕ РАБОТЫ РЕЛЬСОТРОННОГО УСКОРИТЕЛЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ С ПИТАНИЕМ ОТ ВЗРЫВНОГО МГД-ГЕНЕРАТОРА

*Г. А. Швецов, В. М. Тиглов, Ю. Л. Башкатов,
И. А. Стадниченко, А. В. Орлов*

(Новосибирск)

В последние годы, начиная с [1], опубликовано значительное количество работ, посвященных исследованию возможностей электродинамического ускорения твердых тел в рельсотронных ускорителях и анализу физических процессов, происходящих в них (например, [2—5]). В указанных работах рассматривается возможность применения рельсотронных ускорителей для инициирования термоядерного синтеза, генерации сверхвысоких давлений, исследования уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях, имитации соударения метеоритов и других задач. По каждому из названных приложений исследователи надеются уйти в диапазон параметров, значительно превышающий современный уровень. Следует, однако, заметить, что большинство опубликованных работ — теоретические, иллюстрирующие лишь возможности электромагнитного ускорения по получению скоростей порядка 10—20 км/с и более при массе частиц в несколько грамм. Экспериментальные результаты [6, 7] более скромные и находятся на уровне [1]. Экспериментальные исследования как других авторов, так и наши собственные показывают, что надеяться на легкий путь в достижении высоких скоростей ускоряемых частиц не приходится. Требуются значительные дальнейшие усилия по пониманию физических процессов, происходящих в рельсотроне, техническим проработкам конструкций, оптимальному выбору материалов и т. п. Вместе с тем принципиальных физических ограничений на получение высоких скоростей не видно, и это вызывает повышенный интерес исследователей.

В качестве источника энергии для рельсотронного ускорителя используют униполярный генератор, конденсаторные батареи, взрывомагнитные генераторы и другие источники.

В данной работе исследуется возможность использования в качестве источника энергии взрывного МГД-генератора, работающего на газокумулятивных струях [8]. Интерес к данной схеме ускорения обусловлен тем, что магнитное число Рейнольдса газокумулятивной струи больше единицы и, кроме того, струя обладает большой кинетической энергией и высокой скоростью. КПД преобразования энергии ВВ в кинетическую энергию газокумулятивной струи достигает 40%, скорость ударной волны в воздухе при нормальном давлении 10—13 км/с, при давлении 1 мм рт. ст. скорость возрастает до 18 км/с [8]. Поэтому представлялось возможным использовать газокумулятивную струю в качестве рабочего тела взрывного МГД-генератора, у которого электродами являются шины рельсотронного ускорителя. В такой системе тело ускоряется сначала под действием электромагнитных сил, затем, когда газокумулятивная струя догонит тело, возможно дополнительное его ускорение газовым потоком,двигающимся с высокой скоростью.

Электродинамическое ускорение твердых тел. Схема рельсотронного ускорителя твердых тел с питанием от взрывного МГД-генератора изображена на рис. 1.