

## ЛИТЕРАТУРА

1. Жуковский Н. Е. Видоизменение метода Кирхгофа.— «Труды ЦАГИ», 1930, вып. 41.
2. Прандтль Л. Гидроаэромеханика. М., Физматгиз, 1951.
3. Гуревич И. М. Теория струй идеальной жидкости. М., Физматгиз, 1961.
4. Коновалов И. М. Определение сжатия струи при входе в трубу из потока.— «Труды Ленингр. ин-та инж. водн. транспорта», 1949, вып. 15.
5. Zabriskie W., Sternlicht B. Labyrinth — seal leakage analysis.— «Trans. ASME», ser. D, N 3.
6. Martin P. Beitrag zur Durchfluß berechnung von Spaltdichtungen.— «Wärme», 1971, N 15.
7. Groddeck K. H. Probleme der Berührungsfreien Hochdruckstopfbuchsen.— «Forsh.-Ing.-Wes.», 1957, N 5.
8. Абрамович Г. Н. Турбулентные свободные струи жидкостей и газов. М.—Л., ГЭИ, 1948.
9. Орлик В. Г. Проблема лабиринтовых уплотнений в современных паровых турбинах.— «Труды ЦКТИ», 1964, вып. 53.
10. Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Проблемы гидродинамики и их математические модели. М., «Наука», 1977.

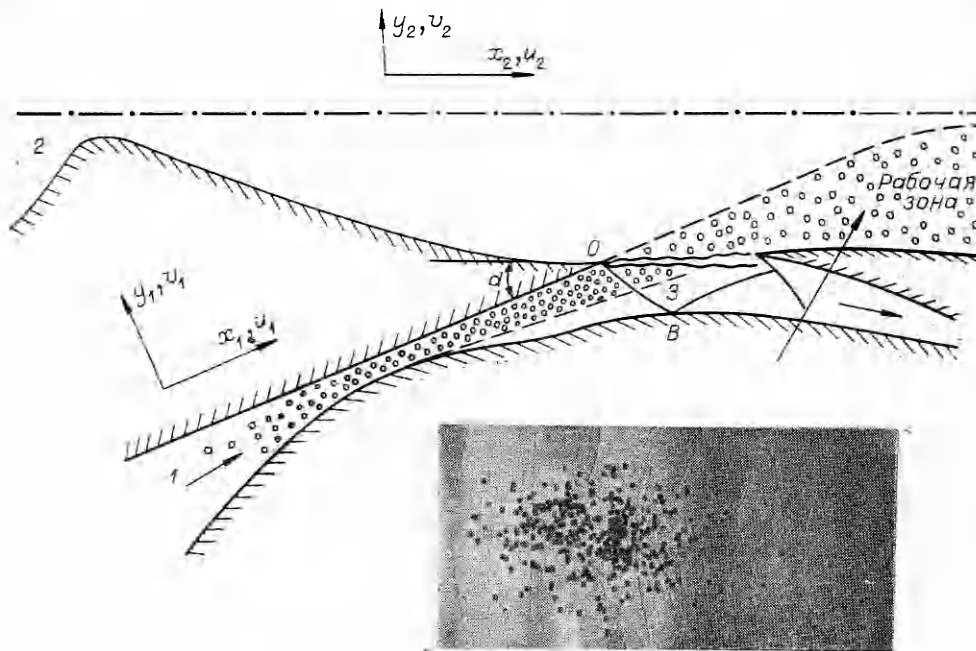
УДК 533.6.071.08.632.57

## О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ГИПЕРЗВУКОВЫХ НЕОДНОФАЗНЫХ ТЕЧЕНИЙ

*В. И. Благосклонов, В. М. Кузнецов, А. Н. Минайлос,  
А. Л. Стасенко, В. Ф. Чеховский*

*(Москва)*

Исследования многофазных течений, интенсивно развивающиеся в последние годы, связаны с практической важностью задач сверхзвукового горения, эрозии материалов при обтекании, различных проблем химической технологии и т. д. Они представляют также большой интерес в связи с созданием высокоэнthalпийных газодинамических установок [1], реализация которых в принципе может обеспечить моделирование наиболее существенных параметров полета гиперзвуковых аппаратов. Основной газодинамической проблемой в ряде указанных задач является организация процесса смешения коллектива твердых (жидких) частиц, разгоняемых легким газом, со сверхзвуковым квазиспутным потоком, в котором могут быть возбуждены внутренние, в частности, колебательные степени свободы. Решение полной задачи можно разделить на ряд этапов. Первая задача — это разгон твердых частиц до гиперзвуковых скоростей. При близких массовых соотношениях разгоняющего и разгоняемого компонентов температура легкого газа должна быть достаточно низкой, чтобы образующиеся при разгоне пары (в случае испаряющихся частиц) не испортили несущие свойства легкого газа. В задаче существенно достижение максимальных скоростей твердых частиц и равномерность их распределения по сечению разгонного сопла. Вторая задача — рассмотрение процесса смешения с учетом минимизации возмущений, связанных с проникновением частиц, динамикой их движения и испарением. Неоднородности в потоке могут вызываться различными причинами: ударными волнами различной интенсивности, турбулентными пульсациями и т. п. Для минимизации возмущений необходимо прежде всего так подобрать параметры взаимодействующих газовых компонентов и их угол встречи, чтобы в одном из потоков, которым может быть, например, воздух, не возникла ударная волна (фиг. 1). Такая волна, однако, может образоваться и по другой причине: из-за проникновения и испарения частиц возникают дополнительные возмущения, связанные с подводом массы, импульса и энергии. При этом в смеси меняются ее макроскопические параметры. Когда не удается обеспечить условия квазиспутности потоков (т. е. равенства скорости потока газа, в который



Фиг. 1

вводятся частицы, и тангенциальной составляющей скорости частиц), в некотором слое происходит дополнительный разгон частиц, сопровождающийся диссипативными необратимыми процессами. В нем может происходить также быстрая релаксация колебательной энергии; кроме того, он может служить источником дополнительных волновых возмущений.

Таким образом, как разгон частиц, так и анализ процессов, происходящих внутри зоны смещения частиц с потоком газа, являются важными самостоятельными задачами. Будем рассматривать их последовательно. Известно, что для получения аэрозоля можно использовать явление конденсации при сверхзвуковом расширении газа из сопла, однако при этом массовое соотношение между твердой (жидкой) и газовой фазой невелико, а размер образовавшихся частиц очень мал ( $\bar{a} < 1$  мкм), чтобы обеспечить достаточно глубокое проникновение в другой поток, в частности в поток колебательно-возбужденной среды. Поэтому имеет смысл для ускорения частиц использовать легкий газ (водород или гелий) и получать частицы путем впрыска через форсунки в форкамеру разгонного сопла, где они затвердевают, а затем подхватываются легким газом и ускоряются им через сверхзвуковое сопло специальной формы. Такой принцип разгона предложен в работе [1] для создания перспективных высокоэнтальпийных газодинамических установок. Применительно к рассматриваемым здесь условиям необходимо обеспечить следующее: частицы заданного размера должны составлять основную часть от общего количества частиц, образующихся в форкамере, и должны ускоряться до скоростей, равных скорости течения колебательно-возбужденного газа. Частицы не должны испаряться в процессе разгона, чтобы образующийся при этом пар не испортил «несущие» свойства легкого газа. Эти требования являются, в известном смысле, противоречивыми, поскольку для эффективного разгона необходимо повышать давление и температуру легкого газа в форкамере и в то же время повышение температуры будет приводить к испарению разгоняемых частиц. Задача разгона твердых частиц легким газом является существенно двумерной и рассматривалась в следующей постановке.

Система уравнений смеси идеального газа с постоянным отношением теплоемкостей  $\kappa$  и распределенных по размерам неизменяемых шаровых частиц записывалась в следующей форме [2] ( $\nu = 0; 1$  для плоских и осесимметричных течений):

$$(1) \quad \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = -\frac{\nu \rho v}{y};$$

$$(2) \quad \frac{\partial (\rho u^2 + p)}{\partial x} + \frac{\partial \rho u v}{\partial y} = -\frac{\nu \rho u v}{y} - \sum_{i=1}^N \hat{\rho}_i \hat{f}_{x_i};$$

$$(3) \quad \frac{\partial \rho u v}{\partial x} + \frac{\partial (\rho v^2 + p)}{\partial y} = -\frac{\nu \rho v^2}{y} - \sum_{i=1}^N \hat{\rho}_i \hat{f}_{y_i};$$

$$(4) \quad \frac{\partial \rho u \omega}{\partial x} + \frac{\partial \rho v \omega}{\partial y} = -\frac{\nu \rho v \omega}{y} - \sum_{i=1}^N \rho_i (\hat{f}_{x_i} \hat{u}_i + \hat{f}_{y_i} \hat{v}_i) - \frac{c_0}{R} \sum_{i=1}^N \hat{\rho}_i \hat{q}_i;$$

$$(5) \quad \frac{\partial \hat{\rho}_i u_i}{\partial x} + \frac{\partial \hat{\rho}_i v_i}{\partial y} = -\frac{\nu \rho_i v_i}{y};$$

$$(6) \quad \hat{u}_i \frac{d \hat{u}_i}{d x} = \hat{f}_{x_i} = k_i (u - \hat{u}_i);$$

$$(7) \quad \hat{u}_i \frac{d \hat{v}_i}{d x} = \hat{f}_{y_i} = k_i (v - \hat{v}_i);$$

$$(8) \quad \hat{u}_i \frac{d \hat{T}_i}{d x} = \hat{q}_i;$$

$$k_i = \beta \frac{\hat{v}_i}{\hat{q}_i} \rho [(u - \hat{u}_i)^2 + (v - \hat{v}_i)^2]^{1/2}, \quad \beta = \frac{5}{8} \frac{\hat{v}_*}{\rho_0} \frac{r_*}{a_*}, \quad \omega = \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{p}{\rho} + \frac{u^2 + v^2}{2}.$$

Эта система уравнений приведена к безразмерному виду следующим образом: все линейные размеры, за исключением радиуса частиц, отнесены к радиусу критического сечения сопла (или полуширине плоского)  $r_* \equiv y_*$ ; плотности — к  $\rho_*$ ; скорости — к  $a_*$ , давление — к  $\rho_* a_*^2$ ; температуры — к  $a_*^2/R$ , проекции ускорения  $i$ -частицы  $f_{x_i}$  и  $f_{y_i}$  — к  $a_*^2/r_*$ , поток тепла на частицу  $\hat{q}_i$  — к  $a_*^2/r_*$ . Параметры всех частиц снабжены значком  $\wedge$ , свойства ее материала — верхним индексом 0. Радиусы частиц отнесены к  $a_* = 1$  мкм. Уравнения импульсов и энергии для частиц (6) — (8) записаны в виде характеристических соотношений вдоль линий тока.

Правые части этой системы уравнений, описывающие силовое и тепловое взаимодействие частиц с газом и пригодные при произвольном значении числа Кнудсена  $\hat{K}n_i = l/2\hat{a}_i$  (мелкие частицы могут попасть в условия свободномолекулярного обтекания уже в критическом сечении сопла), приведены в [2]. Их выражения при  $\hat{K}n_i \ll 1$  (в режиме сплошного обтекания) учитывают известную полуэмпирическую информацию о коэффициентах сопротивления и теплопередачи шара в зависимости от чисел Маха и Рейнольдса, построенных по относительной скорости и диаметру частицы, а при  $\hat{K}n_i \gg 1$  асимптотически переходят в соответствующие формулы динамики разреженного газа, содержащие коэффициенты аккомодации молекул на поверхности частицы по импульсу и энергии.

Численное решение приведенной системы уравнений в транзвуковой части разгонного сопла было получено методом С. К. Годунова при помощи программы работы [3], усовершенствованной путем учета упомянутых коэффициентов взаимодействия (в этой программе уравнения динамики частиц записывались в частных производных).

При численном исследовании течения неоднородной смеси в сверхзвуковой части сопла уравнение неразрывности (5) заменялось алгебраиче-

ским соотношением  $\psi = \text{const}$  вдоль траектории частицы: при этом вводилось следующее определение функции тока для частиц:

$$d\psi = 2y\hat{\rho}(\hat{u}dy - \hat{v}dx).$$

Система уравнений, описывающая течение газа, решалась методом, предложенным А. Н. Крайко и М. Я. Ивановым; уравнения динамики и теплового баланса частиц в виде характеристических соотношений (6)—(8), справедливые вдоль их траекторий, интегрировались со вторым порядком точности. Более подробное описание реализации этого алгоритма дано в работе [4].

Ниже приведен пример решения, полученного при следующих значениях безразмерных параметров, характерных для пары ускоряющий газ гелий — твердые частицы  $\text{CO}_2$ :  $\kappa = 5/3$ ,  $\omega = 0,647$ ,

$$R/c^0 = 1,54, \quad \beta = \frac{3}{8} \frac{\rho_*}{\rho_0} \frac{y_*}{a_*} = 0,35.$$

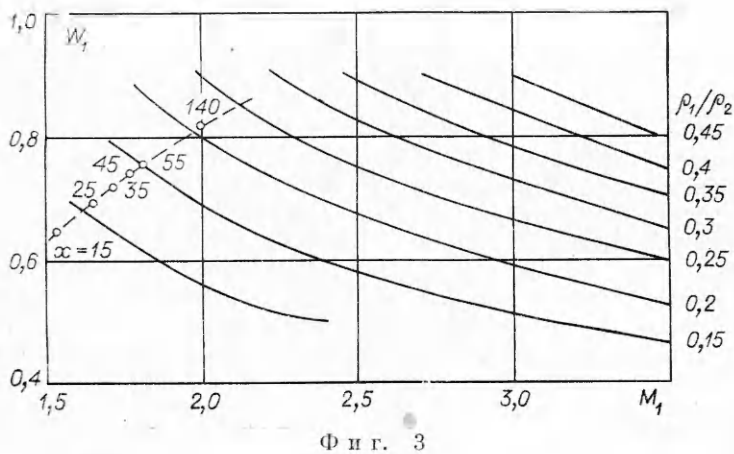
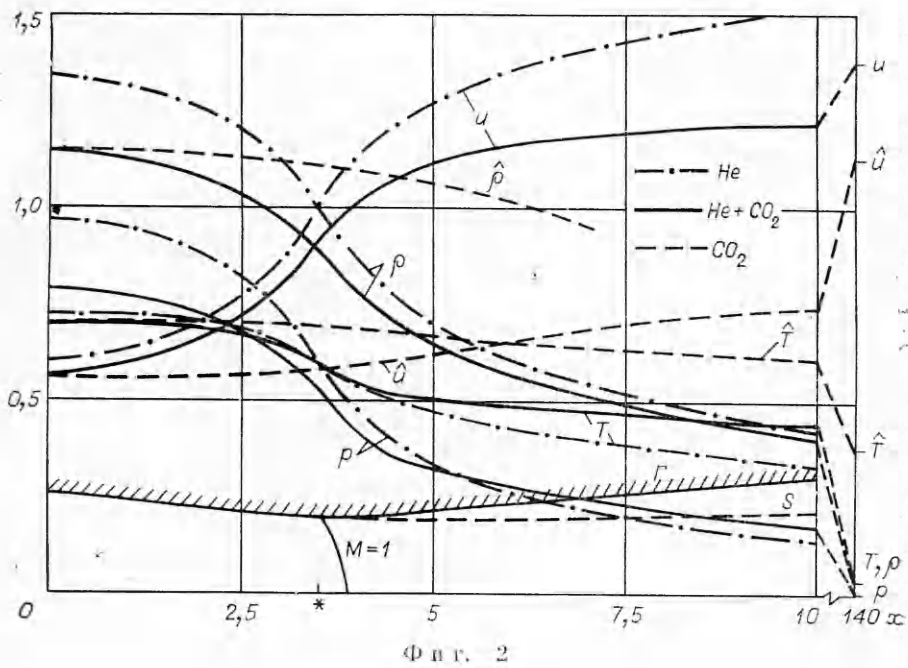
Поскольку массовый спектр частиц  $\text{CO}_2$  существенно зависит от конструктивного оформления диспергирующего устройства и способа ввода частиц в поток гелия, решение проведено для монодисперсной взвеси с  $\hat{a}_i = \hat{a} = 5$  мкм. Форма сопла и некоторые результаты расчета даны на фиг. 2. Трансзвуковое решение получено в области  $0 \leq x \leq 7$ ; найденные значения параметров смеси в плоскости  $x = 5$ , лежащей уже в области сверхзвукового течения, использованы в качестве начальных условий для дальнейшего интегрирования системы (1)—(8). В области  $5 \leq x \leq 7$  проводился контроль совпадения результатов, полученных при помощи обеих программ.

На фиг. 2 приведены распределения параметров смеси вдоль плоскости симметрии сопла. Видно, что при значительном давлении торможения газа  $p_0 = 7$  МПа и  $T_0 = 250$  К,  $y_* = 10^{-3}$  м частицы углекислого газа удается разогнать до значительной скорости  $\hat{u}$ . При небольшом полуугле раствора сверхзвуковой части сопла ( $\alpha_+ = 5^\circ$ ) слой чистого газа, текущего между стенкой  $\Gamma$  и сепаратрисой  $S$ , оказывается достаточно тонким, а распределение параметров газа частиц поперек сопла почти однородно (газ работает достаточно хорошо).

На фиг. 2 штрихпунктирные линии соответствуют параметрам течения «чистого» гелия без частиц; видно, что обратное влияние частиц на газ сводится к его подтормаживанию, нагреванию и сдвигу линии  $M = 1$  в расширяющуюся часть сопла.

Анализ нескольких вариантов расчета, соответствующих различным значениям  $p_0$ ,  $T_0$ ,  $\alpha_+$ , показывает, что с точки зрения эффективного разгона частиц легким газом и сохранения «несущих свойств» последнего имеет смысл повышать  $p_0$ , уменьшать  $T_0$  и  $\alpha_+$  и удлинять трансзвуковую часть сопла, в которой происходит наиболее интенсивное взаимодействие фаз. Вопрос о возможных пределах изменения температуры газа  $T_0$ , благоприятных с точки зрения максимального разгона частиц, может быть решен в рассматриваемой постановке после включения процессов испарения частиц в несущую среду легкого газа.

Вторая задача — взаимодействие двух сверхзвуковых потоков газа — решается в постановке плоского невязкого течения. Считаем, что частицы свободно проходят через ударную волну в легком газе и через тангенци-



альный разрыв, влиянием частиц на процесс взаимодействия двух потоков пренебрегаем\*.

Проведем расчеты в предположении равномерности параметров набегающего потока легкого газа (рассмотрен гелий, параметры этого потока обозначены индексом 1) и азота (индекс 2). Тогда исследуемое решение автомодельно относительно переменной  $\theta = y_1/x_1$  (см. фиг. 1).

Чтобы поток 2 не возмущался при взаимодействии и тангенциальный разрыв от точки  $O$  был направлен вдоль вектора скорости азота, давление

\* Обратное влияние частиц на параметры газа в зоне смешения может быть учтено в дальнейшем на основе изложенной выше методики, по которой определялся разгон частиц легким газом.

$p_3$  в гелии за ударной волной должно быть равно давлению в азоте  $p_2$ .

При заданных параметрах потока азота и числа  $M_1$  в гелии нужно подобрать такое значение  $\rho_1/\rho_2$ , чтобы выполнялось условие  $p_3 = p_2$  при различных углах встречи двух потоков  $\alpha$ . Обозначим через  $W_1$  отношение скоростей частиц и гелия на оси плоского сопла

$$(9) \quad W_1 = \hat{u}/u_1,$$

а через  $W_2$  — отношение продольной компоненты скорости частиц к скорости азота в окрестности точки  $O$

$$(10) \quad W_2 = \hat{u} \cos \alpha / u_2.$$

Из равенства значения скорости частиц  $\hat{u}$  в (9), (10) получаем связь между скоростями газов

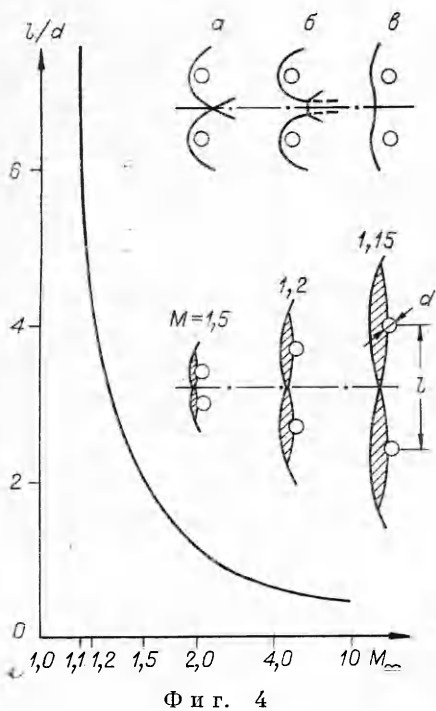
$$u_2 W_2 = u_1 W_1 \cos \alpha.$$

Подчеркнем еще раз, что по предположению частицы не влияют на конфигурацию потоков. Введение величин  $W_1$ ,  $W_2$  и их отношения  $N = W_1/W_2 = u_2/u_1 \cos \alpha$  дает просто удобную параметризацию вариантов. При заданной скорости азота  $u_2$  увеличение параметра  $N$  приводит к уменьшению значения  $u_1$ .

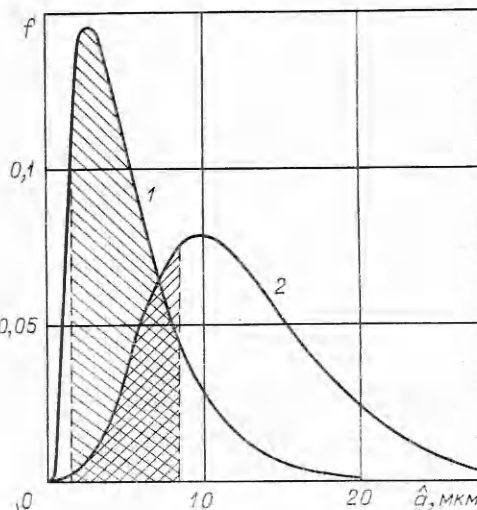
В каждом конкретном варианте двух «сталкивающихся» потоков задача сводится к решению методом итераций двухпараметрической системы трансцендентных алгебраических уравнений [5].

На фиг. 3 для заданных параметров  $\kappa_1 = 1,667$ ,  $\kappa_2 = 1,4$ ,  $M_2 = 7$ ,  $W_2 = 0,4$ ,  $\alpha = 10^\circ$  представлены зависимости  $W_1 = f(M_1)$  при постоянных значениях отношения плотностей  $\rho_1/\rho_2$ . Штриховая кривая представляет собой зависимость  $W_1 = f(M_1)$  для реального гелиевого сопла, рассчитанного в первой части настоящей работы.

Рассмотрим третью задачу. Будем анализировать процессы в зоне смешения, полагая, что давление может изменяться в пределах  $(1-0,001) \times 10^5$  Па, диаметр сферических частиц  $(1-10^2) 10^{-6}$  м и массовое отношение твердой и газовой фазы в единице объема от 1 до 100%. При взаимодействии частиц и газа возможен как режим сплошного обтекания, так и переходный режим, в том числе близкий к свободномолекулярному. Рассмотрим режим сплошной среды. При отсутствии условия квазиспутности скорость газа относительно частиц сверхзвуковая. Около каждой из них возникают ударные волны, взаимодействующие друг с другом. В принципе эти волны могут перекрываться и даже создавать общий ударный фронт перед всем коллективом частиц. Возникает вопрос, при каких условиях коллективная волна в действительности возникает, а при каких — нет. На фиг. 1 воспроизведена фотография обтекания коллектива разлетающихся дробин, полученная А. П. Красильщиковым и Б. А. Гуляевым в баллистической установке. Эта фотография — некоторая модель того, что в действительности может происходить и в исследуемой нами ситуации. Картина течения является достаточно сложной. На фиг. 4 показана модель взаимодействия в случае двух частиц, расположенных в плоскости, нормальной к вектору относительной скорости на различных расстояниях друг от друга. Очевидно, в случае перекрытия трансзвуковых зон ударных слоев образуется общая головная волна. Этот факт примем в качестве основы для дальнейшего анализа. Пусть частицы имеют диаметр  $d$ , среднее расстояние между ними  $l$ , а характерный размер трансзвуковой области  $l^*$ . Тогда в зависимости от соотношения между масштабами  $\lambda^* \sim l^*/d$  и  $\lambda = l/d$  можно судить о наличии или отсутствии коллективной волны.



Ф и г. 4



Ф и г. 5

Отношение  $l^*/d$  увеличивается с уменьшением относительного числа  $M$  движения частицы, т. е. с ее разгоном (фиг. 4), но одновременно с этим уменьшается и интенсивность ударного фронта. Функция  $(l/d)^* = f(M)$  опре-

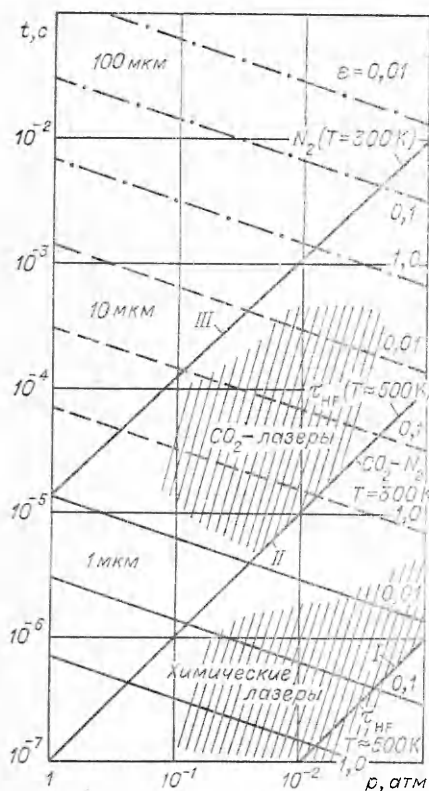
деляется из численных расчетов [6]. На фиг. 4 представлена эта зависимость в случае, когда отношение удельных теплоемкостей  $\kappa = 1,4$ . С учетом пространственного расположения частиц соответствующий масштаб  $\lambda^*$  будет отличаться от случая плоской и симметричной конфигурации фиг. 4, определить критерий образования общей волны в этом случае значительно труднее. Рассмотрим поэтому реальные соотношения между  $\lambda^*$  и  $\lambda$  в интересующем нас диапазоне давлений и концентраций частиц. Если считать, что частицы по размеру одинаковы, то можно получить, что  $\lambda \sim (2M_T/\rho_T)^{-1/3}$ , где  $M$ ,  $\rho_T$  — общая масса и плотность твердой фазы в единице объема. Таким образом, величина  $\lambda$  не зависит от размера частиц. Для  $\rho_T \sim 1 \text{ г/см}^3$  в таблице указаны значения  $\lambda$  для различных давлений и массовых соотношений твердой и газовой фаз.

Из данных фиг. 4 следует, что  $\lambda_{\text{max}}^* \approx 5$ ; поэтому практически во всех случаях из-за большой плотности твердой фазы параметр  $\lambda \gg \lambda^*$  и при отсутствии обратного влияния частиц на газ возникновения коллективной ударной волны ожидать не следует. В действительности, однако, волновые возмущения могут иметь место из-за того, что испаряющиеся частицы изменяют макроскопические параметры той среды, в которую они проникают. В связи с этим весьма актуальным становится анализ явлений в зоне смешения частиц с колебательно возбужденным газом.

В экспериментах, как правило, регулируется общий расход (т. е. соотношение между твердым и газовым компонентом); задавать заранее нужное распределение частиц по размерам практически не удается. Поэтому в общей массе подводимой к потоку твердой фазы ключевую роль начинают играть тяжелые частицы, даже если их отно-

$M_T/M_{N_2}$	$p, \text{ атм}$			
	1	0,1	0,01	0,001
1	7	15	30	70
0,1	15	30	70	150
0,01	30	70	150	310





Ф и г. 6

люстрации можно сравнить заштрихованные площади под этими кривыми, ограниченные размерами частиц  $\langle a \rangle \pm \sqrt{D}$ . Этот факт становится особенно важным для распределений типа нормально-логарифмического, обладающего «тяжелым хвостом» и, как показано в [8], характерного для дробящегося материала. Следовательно, весьма важно реализовать наиболее экономичный массовый спектр вырскиваемых частиц нужного размера. Иначе может оказаться, что смесь (например,  $\text{CO}_2 + \text{N}_2$ ) не будет содержать достаточного количества паров углекислоты, поскольку тяжелые частицы проходят через поток колебательно-возбужденного газа, практически не испаряясь, но на их разгон необходимо дополнительное количество легкого газа.

Существен вопрос о размешивании продуктов твердой фазы среди молекул колебательно-возбужденной среды. Основным механизмом, приводящим к смешению, является ламинарная или турбулентная диффузия.

В рассматриваемых условиях из-за малых размеров частиц возникновение турбулентности возможно лишь в спутных следах на больших расстояниях за частицами. Если условие квазиспутности не выполнено, разгон частиц должен приводить к разогреву потока. При этом, если за характерное время задачи (например, за время колебательной релаксации) спутные следы за частицами не перекрываются, нагрев потока будет локальным и между частицами будет протекать холодный газ. Очевидно, при этом не удастся получить однородную среду в большом объеме. На фиг. 6 показаны кривые характерного времени ламинарной диффузии  $t_D$ , за которое происходит перемешивание компонентов в зависимости от давления, размера частиц и их массовой процентной концентрации  $\varepsilon$  относительно

сительная концентрация невелика.

На фиг. 5 показано одно из возможных распределений частиц по размерам (нормированное на единицу), характерное для облаков и сопел ракетных двигателей с металлизированными топливами [7] (кривая 1)

$$f(\hat{a}) = \frac{\hat{a}n}{n\hat{a}} \frac{\beta \hat{a}^{\alpha-1}}{\Gamma(\alpha)} e^{-\beta \hat{a}}.$$

Интересующие нас моменты этого распределения (средний, среднекубический радиусы и дисперсия) имеют вид

$$\langle a \rangle = \frac{\alpha}{\beta}, \quad \langle a^3 \rangle^{1/3} = \left[ \frac{\alpha(\alpha+1)(\alpha+2)}{\beta^3} \right]^{1/3}, \quad D = \frac{\alpha}{\beta^2}.$$

Приведенное распределение соответствует  $\langle a \rangle = 5$  мкм,  $D = 12,5$  мкм<sup>2</sup> ( $\alpha = 2$ ,  $\beta = 0,4$ ). Здесь же построено распределение относительной плотности частиц по их размерам  $(1/\rho) d\rho/d\hat{a} = \hat{a}^3 f(\hat{a}) / \langle \hat{a}^3 \rangle$  (кривая 2). Видно, в частности, что хотя число тяжелых частиц (например,  $\langle \hat{a} \rangle > 4$  мкм,  $\langle \hat{a} \rangle \leq 20$  мкм) мало, их вклад в массовую характеристику облака частиц существен (для иллюстрации можно сравнить заштрихованные площади под этими кривыми, ограниченные размерами частиц  $\langle a \rangle \pm \sqrt{D}$ ).



обтекающего газа, цифрами I—III показаны характерные времена накачки верхних колебательных уровней молекул HF [9]  $V - V$ -колебательной релаксации в смеси  $N_2 + CO_2[00^01 + v(1)]$  [10] и деактивации HF, а также характерное время колебательной деактивации молекул  $N_2$  [10]. Данные на фиг. 6 свидетельствуют о том, что время перемешивания, т. е. приготовления среды для относительно крупных частиц  $d \sim 10-100$  мк, которые могут проникнуть в поток достаточно глубоко, является большим. Это положение может улучшить турбулентная диффузия, приводящая, однако, к менее однородному смешению.

При двухфазном смешении происходят сложные процессы тепломассообмена между частицами и газом, сопровождаемые испарением в условиях колебательно-возбужденной среды, обтеканием частиц в широком диапазоне чисел Кнудсена от области сплошной среды до свободномолекулярной, процессами гомогенной и гетерогенной колебательной релаксации и т. д. При этом требуется обеспечить максимум однородности в распределении продуктов испаряющейся фазы среди молекул основного потока при минимальном его возмущении. Выше рассмотрены лишь некоторые вопросы, связанные с макропроцессами, происходящими при взаимодействии многофазных сверхзвуковых потоков. Однако для получения однородной среды в больших объемах с оптимальными характеристиками требуется решить ряд «внутренних» задач, связанных с глубиной проникновения различных сортов частиц, и временем их жизни в масштабе основного времени течения, связанного с процессами колебательной релаксации, определением профиля концентрации паров примеси в потоке и т. д. Исследование этих вопросов имеет большое значение и для решения других газодинамических проблем, в частности указанных в [11].

Авторы выражают благодарность А. М. Прохорову, обратившему внимание на важность проблем, затронутых в статье, а также В. И. Алферову и В. М. Марченко за полезные дискуссии.

Поступила 9 X 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Джонсон, Огейн. Получение газов со сверхвысокими значениями полной энтальпии по принципу многокомпонентных потоков.— «Ракетн. техника и космонавтика», 1972, № 12.
2. Стасенко А. Л. Нестационарное взаимодействие фаз в парокapельных потоках.— В кн.: Парожидкостные потоки. Милск, изд. Ин-та тепломассообмена им. А. В. Лыкова АН БССР, 1977.
3. Копченoв В. И., Крайко А. Н. Решение в рамках двухжидкостной модели прямой задачи о двухфазном течении в сопле Лавалья.— Труды Ин-та мех. МГУ, 1974, № 32.
4. Благосклонов В. И., Стасенко А. Л. Двумерные сверхзвуковые течения смеси пара и капель в сопле и затопленной струе.— «Изв. АН СССР. Энергетика», 1978, № 1.
5. Косых А. П., Минайлос А. Н. Исследование методов сквозного счета для задач сверхзвуковой аэродинамики.— «Учен. зап. ЦАГИ», 1976, т. 7, № 1.
6. Минайлос А. Н. Параметры подобия и аппроксимационные зависимости осесимметричного сверхзвукового течения у эллипсоидов.— «Изв. АН СССР. МЖГ», 1973, № 3.
7. Bauer E., Carlson D. J. Mie scattering calculation for micron size alumina and magnesia spheres.— «J. Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer», 1964, vol. 4.
8. Колмогоров А. Н. О логарифмически нормальном законе распределения размеров частиц при дроблении.— ДАН СССР, 1941, т. 31, № 2.
9. Mirels H., Hofland R., King W. S. Simplified model of CW diffusion-type chemical laser. AIAA paper N 72-145.
10. Лосев С. А. Газодинамические лазеры. М., «Наука», 1977.
11. Бирюков А. С., Марченко В. М., Прохоров А. М. Инверсия населенности колебательных уровней при смешении потоков неравновесного азота и аэрозоля углекислоты.— ЖЭТФ, 1976, т. 71, вып. 5(11).