

РАСЧЕТ НЕРАВНОВЕСНОГО ДВУХФАЗНОГО ТЕЧЕНИЯ  
С КОАГУЛЯЦИЕЙ И ДРОБЛЕНИЕМ ЧАСТИЦ КОНДЕНСАТА  
ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ВТОРИЧНЫХ КАПЕЛЬ  
ПО МАССАМ И СКОРОСТЯМ

А. М. ПОДВЫСОЦКИЙ, А. А. ШРАЙБЕР

(Киев)

В одномерном приближении рассматривается задача о неравновесном течении двухфазной смеси газ — полидисперсные капли конденсата с учетом коагуляции и дробления частиц различного размера при столкновениях. Применительно к общему случаю произвольного распределения образующихся при дроблении вторичных капель по размерам, скоростям и температурам получена замкнутая система уравнений относительно характеристик течения. Экспериментально исследованы закономерности взаимодействия свободно движущихся капель при соударениях.

Одной из важнейших особенностей двухфазных течений с полидисперсным составом дискретного компонента является наличие столкновений между частицами различного размера. Известен ряд работ, посвященных исследованию неравновесного течения двухфазной смеси при условии полной коагуляции соударяющихся капель (см. обзоры [1, 2]). Однако, как показано в [3-5], при высоких относительных скоростях (например, в соплах Лавала) взаимодействие капель приводит не только к коагуляции, но и к дроблению.

В [3, 4] приведена модель неравновесного двухфазного течения с коагуляцией и дроблением капель, основанная на следующих гипотезах о характере их взаимодействия: 1) процесс состоит из двух этапов — объединения малой капли («снаряда») с крупной («мишенью») и последующего образования вторичных капель («осколков»); 2) размер осколков равен диаметру снаряда; 3) начальная скорость и температура осколков равны скорости и температуре мишени. Поскольку результаты кинематографического исследования свидетельствуют о приближенном характере гипотез 2) и 3) (подробнее см. п. 2), ниже приводится обобщение упомянутой модели на случай произвольного распределения вторичных капель по размерам, скоростям и температурам.

1. Примем все допущения, перечисленные в работе [1]. Для упрощения предполагаем конденсат состоящим из конечного числа  $n$  монодисперсных фракций, которые нумеруются в порядке возрастания размера частиц. Как и в [2-4], условно заменим дискретное изменение массы и других характеристик частиц при столкновениях непрерывным, что без ущерба для точности позволяет существенно упростить задачу [2]. Будем определять изменение параметров фиксированных частиц, масса которых может изменяться с течением времени вследствие взаимодействия фракций. Этот подход естественно назвать методом Лагранжа в отличие от метода Эйлера, связанного с рассмотрением фракций фиксированного размера, которого в различных сечениях потока достигают различные частицы. Заметим, что в [2] «дискретный» и «непрерывный» подходы неточно именуются эйлеровым и лагранжевым.

Пусть  $\Phi(\delta_j, \delta_i) \equiv \Phi_{ji}$  ( $j < i$ ,  $\delta$  — размер частиц) — математическое ожидание отношения изменения массы капли  $i$  за некоторое время  $\Delta t$  к общей массе столкнувшихся с ней капель  $j$ . Поскольку изменение массы капли  $i$  не зависит от размера образующихся осколков, из [3, 4] следует:

$$(1.1) \quad \frac{d\delta_i}{dx} = \frac{u_g \rho_g}{2\rho u_i \delta_i^2} \sum_{j=1}^{i-1} \Phi_{ji} K_{ji}$$

где  $K_{ji} = E_{ji} (\delta_i + \delta_j)^2 \mu_j u_j^{-1} |u_j - u_i|$  — константа взаимодействия,  $E$  — коэффициент осаждения,  $\mu$  — массовая расходная концентрация, связанная с

использованной в [2] концентрацией  $z$  соотношением  $\mu_i = z_i \left(1 - \sum_{i=1}^n z_i\right)^{-1}$ ,

$u$  — скорость,  $\rho$  — плотность,  $x$  — продольная координата, величины с индексом  $g$  относятся к газу.

В соответствии с принятой моделью процесса

$$(1.2) \quad \frac{d\mu_i}{dx} = \frac{\mu_i}{m_i} \frac{dm_i}{dx} + \left(\frac{d\mu_i}{dx}\right)^{(I)} + \left(\frac{d\mu_i}{dx}\right)^{(II)}$$

Здесь первый член учитывает изменение массы  $m$  капель  $i$  (при их взаимодействии с более мелкими), второй и третий — изменение их численной концентрации, связанное соответственно с первым и вторым этапами взаимодействия частиц  $i$  с более крупными. Очевидно

$$(1.3) \quad \left(\frac{d\mu_i}{dx}\right)^{(I)} = - \sum_{j=i+1}^n \frac{\mu_j}{m_j} \left(\frac{dm_j}{dx}\right)^{(I)}, \quad \left(\frac{dm_j}{dx}\right)^{(I)} = \frac{\pi \rho_g u_g K_{ij}}{4u_i}$$

где  $(dm_j/dx)_i^{(I)}$  — скорость изменения массы капли  $j$  за счет взаимодействия с частицами  $i$  при условии их полного объединения.

Пусть  $\alpha_{ijk}$  — массовая доля частиц фракции  $k$  во вторичных каплях, которые образуются при взаимодействии  $i-j$  ( $i < j$ ;  $k=1, 2, \dots, i, \dots, j-1$ ;

$\sum_{k=1}^{i-1} \alpha_{ijk} = 1$ ); тогда

$$(1.4) \quad \left(\frac{d\mu_i}{dx}\right)_{j-i}^{(II)} = \frac{\mu_j}{m_j} \left(\frac{dm_j}{dx}\right)_i^{(I)} (1 - \Phi_{ij}) \alpha_{ij}$$

Однако осколки  $i$  могут образовываться также при взаимодействии частиц  $k$  и  $j$  ( $k < j$ ,  $k \neq i$ )

$$(1.5) \quad \left(\frac{d\mu_i}{dx}\right)_{j-k}^{(II)} = \frac{\mu_j}{m_j} \left(\frac{dm_j}{dx}\right)_k^{(I)} (1 - \Phi_{kj}) \alpha_{kji}$$

Из (1.2) — (1.5) окончательно следует:

$$(1.6) \quad \frac{d\mu_i}{dx} = \frac{3\mu_i}{\delta_i} \frac{d\delta_i}{dx} + \frac{3\rho_g u_g}{2\rho} \sum_{j=i+1}^n \frac{\mu_j}{u_j \delta_j^3} \left[ \sum_{k=1}^{j-1} \alpha_{kji} (1 - \Phi_{kj}) K_{kj} - K_{ij} \right]$$

Для определения изменения скорости и температуры частиц  $i$  необходимо составить баланс импульса и полной энергии конденсата. При этом должны быть приняты дополнительные гипотезы о величине начальных скоростей и температур образующихся осколков; по-видимому, наиболее естественно предположить (при взаимодействии  $i-j$ ,  $i < j$ )

$$u_k = u_j + \beta_{ijk} (u_i - u_j), \quad T_k = T_j + \gamma_{ijk} (T_i - T_j)$$

где  $T$  — температура,  $\beta, \gamma \in (0, 1)$ . Поскольку взаимодействие фракций не должно приводить к изменению импульса и энергии всего дискретного компонента, уравнения баланса имеют вид

$$(1.7) \quad \frac{d}{dx} \begin{Bmatrix} I_i \\ H_i \end{Bmatrix} = \frac{\mu_i}{u_i} \begin{Bmatrix} f_i \\ q_i \end{Bmatrix} + \sum_{j=1}^{i-1} \begin{Bmatrix} F_{ij} \\ Q_{ij} \end{Bmatrix} + \sum_{j=i+1}^n \begin{Bmatrix} G_{ij} \\ R_{ij} \end{Bmatrix}$$

Здесь  $I_i = \mu_i u_i$ ,  $H_i = \mu_i (cT_i + u_i^2/2)$  — импульс и полная энергия, отнесенные к единице массы газа;  $q_i = q_i^\circ + u_i f_i$ ;  $f_i$ ,  $q_i^\circ$  — сила аэродинамического сопротивления и тепловой поток от газа к частицам, приходящиеся на единицу массы частиц;  $c$  — теплоемкость;  $F_{ij}$ ,  $Q_{ij}$  учитывают взаимодействие каплей  $i$  с меньшими частицами,  $G_{ij}$ ,  $R_{ij}$  — соударения с более крупными. Каждую из величин  $F$ ,  $G$ ,  $Q$ ,  $R$  можно разделить на два слагаемых, соответствующих упомянутому выше этапам процесса взаимодействия. Очевидно, на этапах  $I$  и  $II$  изменение импульса и энергии частиц  $i$  при взаимодействии с меньшими частицами составит соответственно

$$(1.8) \quad F_{ij}^{(I)} = \frac{\mu_i}{m_i} \left( \frac{dm_i}{dx} \right)_j^{(I)} u_j, \quad Q_{ij}^{(I)} = \frac{\mu_i}{m_i} \left( \frac{dm_i}{dx} \right)_j^{(I)} (cT_j + 0.5u_j^2)$$

$$(1.9) \quad F_{ij}^{(II)} = - \frac{\mu_i}{m_i} \left( \frac{dm_i}{dx} \right)_j^{(I)} \sum_{k=1}^{i-1} \alpha_{jik} (1 - \Phi_{ji}) [u_i + \beta_{jik} (u_j - u_i)]$$

$$Q_{ij}^{(II)} = - \frac{\mu_i}{m_i} \left( \frac{dm_i}{dx} \right)_j^{(I)} \sum_{k=1}^{i-1} \alpha_{jik} (1 - \Phi_{ji}) \{ c [T_i + \gamma_{jik} (T_j - T_i)] + 0.5 [u_i + \beta_{jik} (u_j - u_i)]^2 \}$$

Аналогичное рассмотрение взаимодействия частиц  $i$  с более крупными приводит к выражениям

$$(1.10) \quad G_{ij} = \frac{\mu_j}{m_j} \left\{ \sum_{k=1}^{j-1} \left( \frac{dm_j}{dx} \right)_k^{(I)} \alpha_{kji} (1 - \Phi_{kj}) [u_j + \beta_{kji} (u_k - u_j)] - \left( \frac{dm_j}{dx} \right)_i^{(I)} u_i \right\}$$

$$R_{ji} = \frac{\mu_j}{m_j} \left\{ \sum_{k=1}^{j-1} \left( \frac{dm_j}{dx} \right)_k^{(I)} \alpha_{kji} (1 - \Phi_{kj}) [c (T_j + \gamma_{kji} (T_k - T_j)) + 0.5 (u_j + \beta_{kji} (u_k - u_j))^2] - \left( \frac{dm_j}{dx} \right)_i^{(I)} (cT_i + 0.5u_i^2) \right\}$$

В (1.10) первые слагаемые учитывают возрастание импульса и энергии  $i$ -й фракции за счет образования новых частиц  $i$  при соударениях более крупных каплей  $j$  ( $j > i$ ) с частицами  $k$  ( $1 \leq k < j$ ), вторые слагаемые — уменьшение  $I$  и  $H$  при объединении частиц  $i$  и  $j$ . Из (1.7) — (1.10) с учетом (1.6) окончательно следует:

$$(1.11) \quad \frac{du_i}{dx} = \frac{f_i}{u_i} + \frac{3\rho_g u_g}{2\rho \delta_i^3} \left\{ \frac{1}{u_i} \sum_{j=1}^{i-1} K_{ji} [ (u_j - \Phi_{ji} u_i) - \sum_{k=1}^{i-1} \alpha_{jik} (1 - \Phi_{ji}) (u_i + \beta_{jik} (u_j - u_i)) ] + \frac{\delta_i^3}{\mu_i} \sum_{j=i+1}^n \sum_{k=1}^{j-1} \alpha_{kji} (1 - \Phi_{kj}) K_{kj} \frac{\mu_j}{u_j \delta_j^3} [u_j - u_i + \beta_{kji} (u_k - u_j)] \right\}$$

$$(1.12) \quad \frac{dT_i}{dx} = \frac{q_i^0}{u_i c} + \frac{3\rho_g u_g}{2\rho\delta_i^3} \left\{ \frac{1}{u_i} \sum_{j=1}^{i-1} K_{ji} \left[ T_j - \Phi_{ji} T_i + \frac{(u_j - u_i)^2 - u_i^2 (1 - \Phi_{ji})}{2c} - \sum_{h=1}^{i-1} \alpha_{jih} (1 - \Phi_{ji}) (T_i + \gamma_{jh} (T_j - T_i) - \frac{u_i^2 - \beta_{jih}^2 (u_j - u_i)^2}{2c}) \right] + \frac{\delta_i^3}{\mu_i} \sum_{j=i+1}^n \sum_{h=1}^{j-1} \alpha_{hji} (1 - \Phi_{hj}) K_{hj} \frac{\mu_j}{u_j \delta_j^3} \left[ T_j - T_i + \gamma_{hji} (T_h - T_j) + \frac{(u_j - u_i + \beta_{hji} (u_h - u_j))^2}{2c} \right] \right\}$$

Для замыкания системы (1.1), (1.6), (1.11), (1.12) используются уравнения неразрывности и состояния газа, а также уравнения баланса импульса и энергии для смеси

$$(1.13) \quad S \frac{dp}{dx} + G_g \frac{du_g}{dx} + \sum_{i=1}^n \frac{d}{dx} (G_i u_i) = 0$$

$$u_g \frac{du_g}{dx} + c_g \frac{dT_g}{dx} + \sum_{i=1}^n \frac{d}{dx} [\mu_i (c T_i + 0.5 u_i^2)] = 0$$

где  $S$  — поперечное сечение потока,  $p$  — давление,  $G$  — массовый расход.

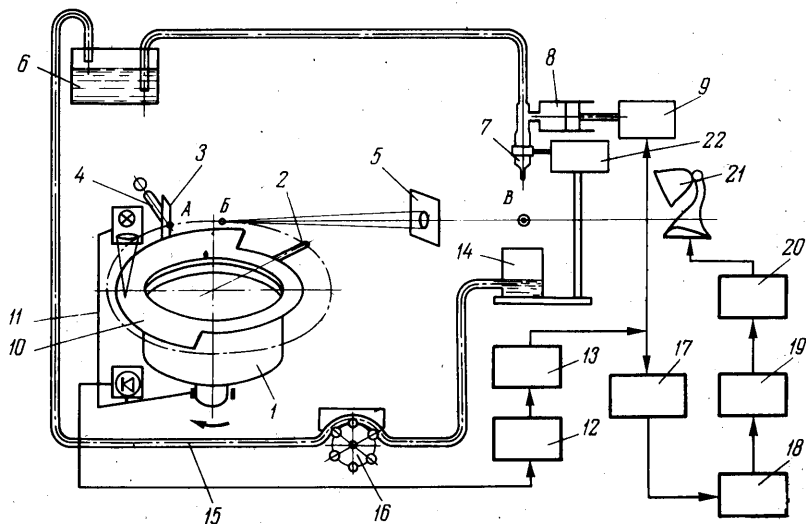
Заметим, что приведенные уравнения легко обобщаются на случай непрерывного распределения капель по размерам [3]. В случае  $\alpha_{jih} = \delta_{jh}$  ( $\delta$  — символ Кронекера),  $\beta = \gamma = 0$  (1.6), (1.11), (1.12) переходят в уравнения, приведенные в [3, 4], в случае  $\Phi = 1$  — в уравнения коагуляции [2, 4].

2. Информация о закономерностях дробления капель при столкновениях (т. е. значения  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $\Phi$ ), по-видимому, может быть получена лишь экспериментально. Опытные данные о распределении осколков по массам, скоростям и температурам в литературе отсутствуют. В [3-5] приводятся результаты измерения  $\Phi$  при взаимодействии неподвижной крупной капли с потоком мелких капель, движущихся с высокими скоростями. Поскольку наличие узла подвески мишени в этих опытах могло оказать определенное влияние на ее устойчивость и, следовательно, на значения  $\Phi$ , было предпринято экспериментальное исследование закономерностей взаимодействия свободно движущихся капель различного размера.

Опыты проводились на установке (фиг. 1), состоящей из следующих основных узлов: генератора снарядов, генератора мишеней, фотоэлектрической системы синхронизации, устройства визуализации и вспомогательной аппаратуры. Генератор снарядов состоял из вращающегося полого диска 1 с капилляром 2, нити 3 и микрометрического координатника 4 для тонкой регулировки минимального зазора между нитью и торцом капилляра. Поскольку при каждом обороте диска нить срывала с торца капилляра накопившуюся жидкость, образование снаряда начиналось и заканчивалось в строго фиксированных точках окружности ( $A$ ,  $B$ ), описываемой концом капилляра, что обеспечивало высокую стабильность траектории снарядов  $BB$  (угол конуса рассеивания  $\sim 15^\circ$ ). Помимо «основных» снарядов в описанном генераторе образовывались также спутники, траектория которых несколько смещена (по отношению к  $BB$ ) в сторону вращения; диафрагма 5 препятствовала их столкновению с мишенями. Диаметр и скорость

снарядов регулировались числом оборотов, длиной и диаметром капилляра 2 и составляли  $\delta_j = 0.3 \div 1.05$  мм,  $u_j = 7 \div 30$  м/сек (при частоте отрыва 12—24 гц).

Генератор мишеней состоял из формирующего капилляра 7, к которому жидкость поступала из резервуара 6, насоса пульсационного типа 8 и сервомогнита 9 для его привода. Для синхронизации работы обоих генераторов применялась фотоэлектрическая система (10—13), обеспечивающая столкновение практически каждой мишени с каждым снарядом, движущимся по



Фиг. 1

рабочей траектории. На диске 1 установлен обтюратор 10, а на кожухе генератора снарядов — рамка 11 с осветителем и фотодиодом, которая могла поворачиваться вокруг оси вращения диска. В момент перекрытия луча обтюратором срабатывало фотореле 12, управляющее ключевым усилителем мощности 13, от которого питался сервомогнит 9. Поскольку время прохождения мишени и снаряда от зарождения до точки пересечения рабочих траекторий  $B$  различно, для одновременного прихода взаимодействующих капель в точку  $B$  необходимо, чтобы моменты их зарождения были сдвинуты по фазе. Это достигалось перемещением рамки 11 при визуальном наблюдении сближающихся капель в стробоскопическом освещении.

«Обстрелянные» мишени собирались в приемнике 14; далее жидкость по трубопроводу 15 насосом 16 вновь подавалась в резервуар 6. Генератор обеспечивал устойчивое формирование монодисперсных мишеней диаметром  $\delta_i = 2 \div 4.8$  мм.

Устройство визуализации процесса состояло из ждущего мультивибратора 17, дифференцирующей RC-цепочки 18, однополупериодного выпрямителя 19, ждущего блокинг-генератора 20 и стробоскопического тахометра 21. Выходной сигнал блокинг-генератора мог быть сдвинут во времени по сравнению с исходным сигналом, что позволило наблюдать различные фазы взаимодействия.

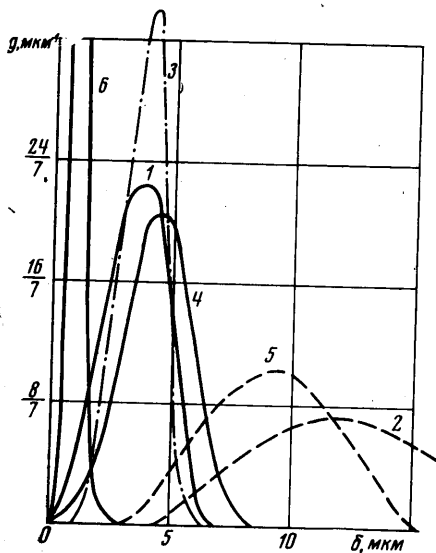
Опыт состоял в измерении вызванного взаимодействием капель изменения массы жидкости, циркулирующей в контуре 6—7—14—15, за длительные промежутки времени. Для получения осредненных по углу столкновения значений  $\Phi_{ji}$  с помощью устройства 22 мишень перемещалась по двум взаимноперпендикулярным направлениям с частотой 0.0333 и 0.2 гц. Опыт-

ные данные описываются формулой

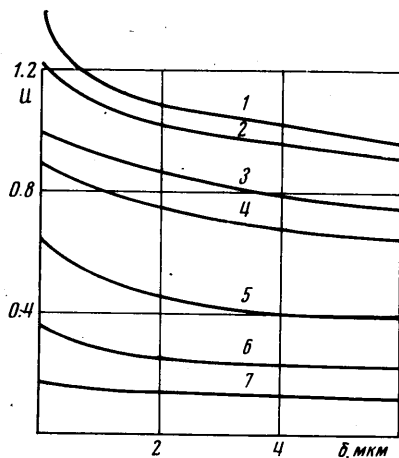
$$(2.1) \quad \Phi_{ji} = 1 - 0.247 \text{Re}_j^{0.434} \text{Lr}_i^{-0.153} (\delta_i/\delta_j)^{-0.273}$$

в диапазоне  $35 < \text{Re}_j < 385$ ,  $5 < \text{Lr}_i < 600$ ,  $2 < \delta_i/\delta_j < 12$  со среднеквадратичной ошибкой 10.7% (здесь  $\text{Re}_j = u_j \delta_j \rho / \eta$ ,  $\text{Lr}_i = \sigma \delta_i / \eta^2$ ,  $\sigma$ ,  $\eta$  — поверхностное натяжение и вязкость жидкости).

Помимо описанных экспериментов проводилось кинематографическое исследование особенностей поведения взаимодействующих капель, которое позволило также определить параметры функций распределения осколков по размерам и скоростям. Оказалось, что во всех случаях средний размер осколков соизмерим с диаметром снаряда, однако состав вторичных капель был полидисперсным. Анализ построенных для различных гидродинамических режимов функций распределения осколков по размерам показал, что в данном случае имеет место нормально-логарифмическое распределение,



Фиг. 2



Фиг. 3

параметры которого практически не зависят от  $\text{Re}_j$ ,  $\text{Lr}_i$ ,  $\delta_i/\delta_j$  (при  $45 < \text{Re}_j < 300$ ,  $5 < \text{Lr}_i < 250$ ,  $3 < \delta_i/\delta_j < 9$ ). В итоге получена счетная (дифференциальная) функция распределения

$$(2.2) \quad n(\epsilon) = (\sqrt{2\pi} \epsilon \ln \sigma)^{-1} \exp \left[ -\frac{(\ln \epsilon - \ln \langle \epsilon \rangle)^2}{2 \ln^2 \sigma} \right]$$

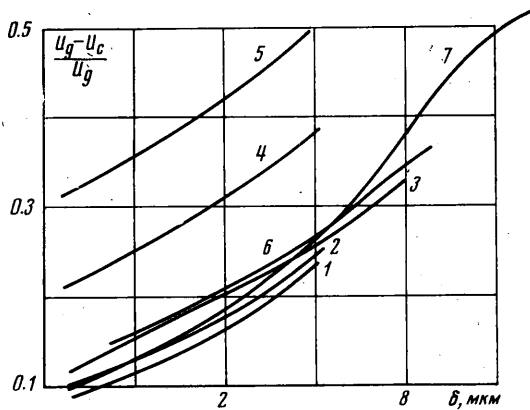
где  $\epsilon$  — отношение размеров осколка и снаряда,  $\ln \langle \epsilon \rangle = -0.83$ ,  $\ln \sigma = 0.598$  — среднее квадратичное отклонение логарифма относительных размеров частиц.

Измерения показали, что проекция начальной скорости осколков на направление скорости снарядов может быть как положительной, так и отрицательной. Поскольку в соответствии с принятой в п. 1 моделью двухфазного течения не рассматривается распределение частиц фиксированного размера по скоростям (всем частицам данного размера приписываются равные скорости), значения  $\beta_{jik} \equiv u_k/u_j$  ( $u_k$  — скорость осколка,  $u_j \approx 0$ ) при постоянных  $\text{Re}_j$ ,  $\text{Lr}_i$ ,  $\delta_i/\delta_j$ ,  $\delta_k/\delta_j$  осреднялись, после чего была предпринята попытка установить зависимость  $\langle \beta \rangle_{jik} = f(\text{Re}_j, \text{Lr}_i, \delta_i/\delta_j, \delta_k/\delta_j)$ . При этом ока-

залось, что величина  $\langle \beta \rangle$  практически не зависит от перечисленных параметров; в исследованном диапазоне  $\langle \beta \rangle \approx 0.01385$ .

Опытное определение значений  $\gamma_{\text{жк}}$  представляет собой значительные трудности. Однако, как показывают расчеты по методу [3, 4], в реальных условиях разность температур различных фракций незначительна, так что в расчетах двухфазного течения по методу, изложенному в п. 1, по-видимому, можно с достаточной точностью положить  $\gamma \approx 0$ .

3. Описанный метод расчета был реализован в программе для машины БЭСМ-4, в которой учитывалось 10 фракций полидисперсного конденсата (т. е. решалась задача Коши для системы из 41 уравнения). Значения  $f$ ,  $q^0$ ,  $E$  определялись в соответствии с рекомендациями [6, 7]. Расчеты проводились применительно к соплу Лавала с радиусом критического сечения  $r_* = 32.5$  мм в широком диапазоне значений  $p_0$ ,  $\mu$ ,  $r_c/r_*$ , а также гранулометрических составов исходного конденсата (величины с индексами нуль, звезд-



Фиг. 4

дочка и с относятся соответственно ко входному и критическому сечениям и к срезу сопла). Некоторые результаты представлены на фиг. 2—6.

На фиг. 2 приведена массовая функция распределения капель по размерам (при  $p_0 = 150$  бар,  $\mu = 7$  ( $z = 0.875$ )  $r_c/r_* = 21$ ) на срезе (1—3), в критическом (4, 5) и входном (6) сечениях при расчете по методу, изложенному выше (1, 4), по методу [2], т. е. при условии полной коагуляции, (2, 5) и по методу [3, 4] (3). Характерно, что в сужающейся части сопла преобладает объединение частиц, а в расширяющейся — дробление (ср. кривые 6, 4, 1). Гипотеза о монодисперсном составе осколков приводит к более «острой» функции распределения (при незначительном изменении среднего размера капель), а предположение об отсутствии дробления — к существенному завышению размера частиц.

На фиг. 3 приведены значения скоростей полидисперсных частиц в различных сечениях сопла для тех же исходных данных ( $X = x/r_*$ ,  $U = u(RT_0)^{-1/2}$ ,  $R$  — газовая постоянная). Кривым 1—7 соответствуют значения  $X = 52.5, 25.5, 8.65, 5.1, 2.27, 1.56, 0.81$ . Эти данные свидетельствуют о наличии значительного отставания частиц (в особенности крупных) от ускоряющегося газового потока; отставание особенно заметно вблизи критического сечения (где велик градиент  $du_g/dx$ ) и на срезе, где резкое падение  $p_g$  приводит к уменьшению силы аэродинамического сопротивления частиц.

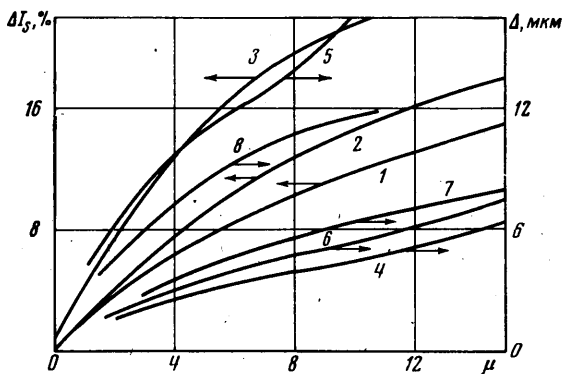
На фиг. 4 представлено сопоставление данных по динамическому запаздыванию частиц для различных условий расчета (1—6 — по предлагаемому методу, 7 — по методу [2], 1—5, 7— $\Delta_0 = 0.8$  мкм, 6— $\Delta_0 = 1.6$  мкм, 1—3, 6,

7— $p_0=150$  бар, 4— $p_0=50$  бар, 5— $p_0=25$  бар, 1— $\mu=1$ , 2— $\mu=3$ , 3, 7— $\mu=10$ ,

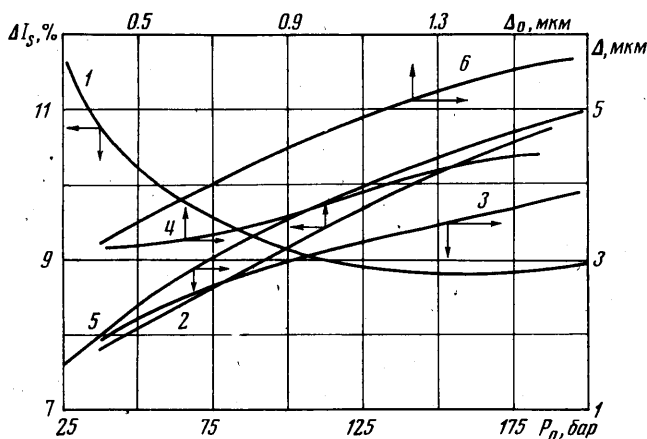
4—6— $\mu=7$ ,  $\Delta$  — среднемассовый размер частиц,  $\Delta = \mu^{-1} \sum_{i=1}^n \mu_i \delta_i$ . Таким об-

разом, величина динамического запаздывания определяется не только размером частиц, но и в значительной мере другими факторами ( $\mu$ ,  $\Delta_0$  и в первую очередь  $p_0$ ).

Фиг. 5 иллюстрирует зависимость потерь удельного импульса (1—3) и среднего размера капель на срезе (4, 5) и в критическом сечении (6—8) от общей концентрации конденсата (1, 4, 6 — по предлагаемому методу, 2, 7 — по методу [3, 4], 3, 5, 8 — по методу [2]) при  $p_0=150$  бар,  $\Delta_0=0.8$  мкм.



Фиг. 5



Фиг. 6

При низких концентрациях конденсата интенсивность взаимодействия частиц невелика, что приводит в итоге к небольшим  $\delta_i$ ,  $u_g - u_i$ ,  $\Delta I_s$ .

На фиг. 6 приведены зависимости  $\Delta I_s(p_0)$  (1),  $\Delta I_s(\Delta_0)$  (2),  $\Delta_c(p_0)$  (3),  $\Delta_c(\Delta_0)$  (4),  $\Delta_c(p_0)$  (5),  $\Delta_c(\Delta_0)$  (6). Характерно, что при прочих равных условиях значения  $\Delta_c$  и особенно  $\Delta_c$  меняются значительно меньше, чем средний размер частиц исходного конденсата, в результате чего и потери импульса довольно слабо зависят от  $\Delta_0$ . С известной степенью приближения это свидетельствует о некоторой автомоделности процесса, т. е. характери-



стики течения определяются в первую очередь не значением  $\Delta_0$ , а соотношением коагуляции и дробления капель (при малых  $\Delta_0$  преобладает процесс коагуляции и наоборот). Снижение начального давления приводит к уменьшению объемной концентрации частиц, интенсивности их взаимодействия (и в результате — их среднего размера) и в то же время к снижению  $f$  (см. фиг. 4), что объясняет немонотонный характер зависимости  $\Delta I_s(p_0)$ .

Авторы благодарны Л. Е. Стернину за внимание к работе и Н. С. Ковалгиной за помощь в ее проведении.

Поступила 11 IV 1974

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гришин С. Д., Тишин А. П., Хайрутдинов Р. И. Неравновесное двухфазное течение в сопле Лавала с коагуляцией частиц полидисперсного конденсата. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 2.
2. Тишин А. П., Хайрутдинов Р. И. К расчету коагуляции частиц конденсата в соплах Лавала. Изв. АН СССР, МЖГ, 1974, № 5.
3. Бабуха Г. Л., Стернин Л. Е., Шрайбер А. А. Расчет двухфазных потерь в соплах при наличии коагуляции и дробления капель конденсата. Изв. АН СССР, МЖГ, 1974, № 1.
4. Бабуха Г. Л., Шрайбер А. А. Взаимодействие частиц полидисперсного материала в двухфазных потоках. Киев, «Наукова думка», 1972.
5. Бабуха Г. Л., Шрайбер А. А., Милютин В. Н., Подвысоцкий А. М. Экспериментальное исследование устойчивости капель при соударениях. В кн. «Теплофизика и теплотехника», вып. 21. Киев, «Наукова думка», 1972.
6. Carlson D. Y., Hoglund R. F. Particle drag and heat transfer in rocket nozzles. AIAA Journal, 1964, vol. 2, No. 11.
7. Фукс Н. А. Успехи механики аэрозолей. М., Изд-во АН СССР, 1961.