

19. Мовчан В. Т. К вычислению коэффициента турбулентной вязкости.— В сб.: Гидромеханика. Вып. 41, 1980.
20. Кадр Б. Д., Яглом А. М. Профили средней скорости и закон сопротивления в турбулентных пограничных слоях с тормозящим градиентом давления.— В кн.: Механика турбулентных потоков. М.: Наука, 1980.
21. McDonald H. The effect pressure gradient on the law of the wall in turbulent flow.— J. Fluid Mech., 1969, vol. 35, p. 2.
22. Кутателадзе С. С. Три проблемы теории теплообмена и физической гидрогазодинамики.— Инж.-физ. журн., 1980, т. 39, № 6.
23. Кутателадзе С. С., Миронов Б. П., Накоряков В. Е., Хабахпашева Е. М. Экспериментальное исследование пристенных турбулентных течений. Новосибирск: Наука, 1975.

УДК 533.601.1

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ С РЕШЕТКОЙ ПЛАСТИН

Е. Ф. Жигалко, В. Д. Шевцов

(Ленинград)

Особенности задачи о взаимодействии ударных волн с проницаемыми преградами от практических до чисто научных привлекают внимание исследователей. Имеющаяся библиография большей частью относится к взаимодействию ударных волн с проволочными сетками, т. е. преградами, не имеющими пространственной протяженности в направлении распространения ударной волны.

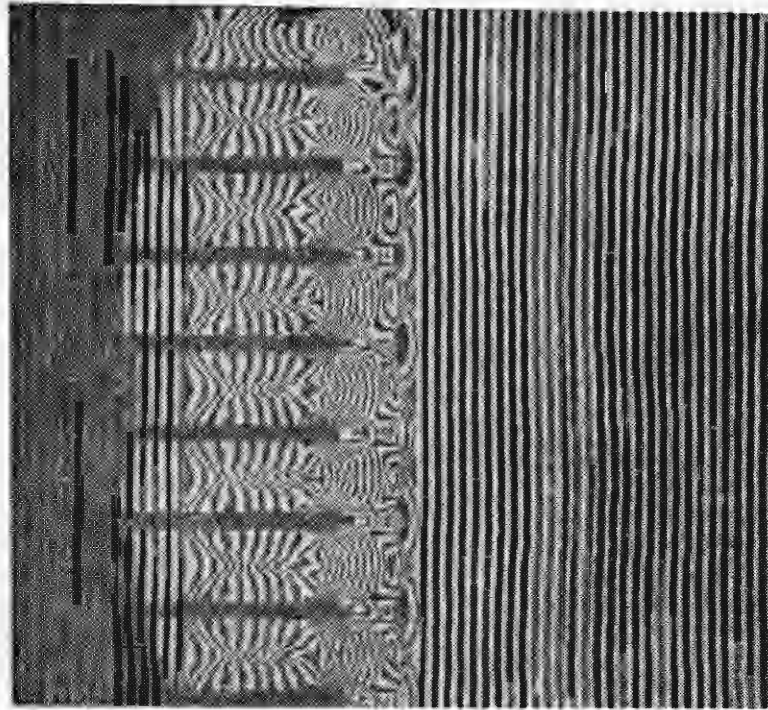
Рассмотрена задача о нестационарном течении газа, возникающем при падении плоской ударной волны на однородный набор полубесконечных призм. Предполагается, что в этой задаче имеют место характерные особенности явления, происходящего при падении ударной волны на жесткую проницаемую стенку. Результаты экспериментов дают хорошую основу для разработки и совершенствования теоретических моделей. В частности, сравнение данных, полученных в эксперименте по теории Честера — Чизнелла — Уизема и из расчета методом «крупных частиц», приводит к отчетливому представлению о качестве различных подходов.

На пути к решению практических вариантов задачи о взаимодействии ударной волны с проницаемой преградой остановимся на одной простой и характерной модели, представляющей собой однородный набор призматических пластин (фиг. 1). Передняя грань набора параллельна падающей волне и возможна квазиодномерная трактовка плоской задачи о нестационарном течении газа при таком взаимодействии. Отметим, что модель исчерпывающе описывается одним параметром

$$(1) \quad \alpha = 1 - \delta/(\delta + d),$$

где  $\delta$  — ширина зазора между пластинами толщиной  $d$ .

На первой стадии рассматриваемого процесса происходит индивидуальное взаимодействие ударной волны с элементом набора. Далее, по мере углубления интерференции все более существенным оказывается то обстоятельство, что компоновка является системой многих тел. Равномерность распределения элементов обуславливает близость явления в этой фазе к взаимодействию ударной волны с прямой стенкой из жесткого материала однородной проницаемости  $\alpha$  (гомогенное приближение). При ином подходе задача эквивалентна явлению, вызванному прохождением ударной волны в канале места  $(x_0)$ , где его сечение внезапно уменьшается, так что перепад площади соответствует величине параметра  $\alpha$ . В первом случае с самого начала, а во втором в приближении больших времен задача является автомодельной (в нее не входят явно параметры размерности длины и времени) и, как показывает опыт ее изучения [1—3], допускает в предельном смысле точное решение типа «распад разрыва» при условии, что в месте, где сечение канала изменяется  $(x_0)$ , предусматривается разрыв импульса. Возникает вопрос о содержании волновой диаграммы. В [1] доказано, что в наших условиях возможна только вол-



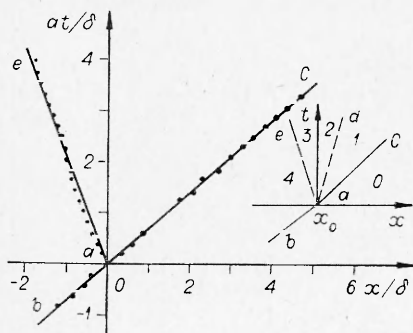
Ф и г. 1

новая диаграмма, показанная на фиг. 2 ( $ae$  — отраженная,  $ac$  — прошедшая в решетку ударные волны,  $ad$  — контактная поверхность,  $at$  — поверхность разрыва параметров в месте изменения сечения).

Величина разрыва импульса определена сторонними по отношению к одномерной модели эффектами. Она передает динамику двумерного течения в окрестности  $x_0$ . Вследствие этого задача становится неопределенной в рамках одномерной модели. Возможно замыкание упрощающими предположениями, например предположением об изэнтропичности течения в окрестности  $x_0$  [2] или (при малых  $\alpha$ ) предположением о слабости возмущений, вносимых в поток  $\mathcal{E}$  преградой [4]. Возможен полуэмпирический подход, в котором неопределенность снимается учетом информации, получаемой в эксперименте.

Своеобразие складывающегося здесь положения заключается в том, что можно было подумать, что раз уж эксперимент необходим, то излишне подключение к нему сложного аналитического аппарата решения системы уравнений распада разрыва. На самом же деле получение в эксперименте достаточной для его автономии информации (например, параметров течения в зоне 2) является непростым делом, и целесообразно поэтому сочетать простой неполный эксперимент с комплекующими расчетами.

С другой стороны, можно ожидать, что проведение систематических экспериментов с наиболее характерными вариантами формы переходной части может дать основу для обобщений, снимающих необходимость эксперимента в каждом конкретном случае. Очевидно, что рассматриваемая модель — набор призматических пластин — может быть признана достаточно характерной.



Ф и г. 2

Исследование плоского нестационарного течения газа, возникающего при взаимодействии ударной волны с решеткой пластин, проведено на воздушной ударной трубе для чисел Маха падающей ударной волны в диапазоне 1,2—2,0.

Для обеспечения необходимой вариации параметра, характеризующего проницаемость, использовалась специально разработанная разборная модель.

Величина  $\alpha$  имеет значения: 0,09259; 0,1695; 0,2941; 0,3846; 0,5556; 0,7143. Для представления о физических масштабах эксперимента укажем, что толщина используемых пластин 2 мм. Ударная труба оснащена аппаратурой для измерения параметров падающей волны, интерферометрии, для скоростной фоторегистрации процесса и синхронизирующими устройствами.

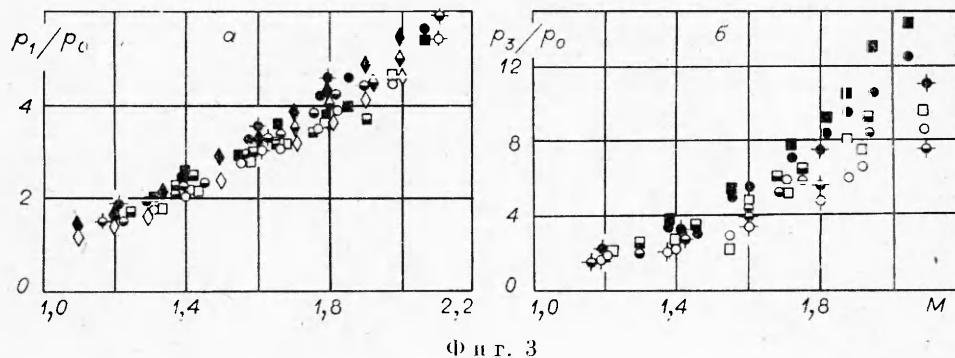
Были получены мгновенные теневые снимки и интерферограммы поля течения в определенные моменты времени. Пример интерферограммы, полученной для решетки, характеризуемой параметром  $\alpha = 0,1695$ , при настройке интерферометра на полосы «конечной ширины» приведен на фиг. 1 ( $\alpha = 0,1695$ ,  $M = 1,41$ ,  $t = 23$  мкс).

В ряде случаев для установления приближенности подхода с централизованной волновой диаграммой процесса сделаны кинограммы с помощью скоростного фоторегистратора (СФР). Волновая диаграмма, полученная при обработке СФР-граммы, приведена на фиг. 2 ( $\alpha = 0,1695$ ,  $M = 1,595$ ). Этот результат показывает, что траектории отраженной и вошедшей в решетку волн мало отличаются от прямых линий. Это говорит не только о том, что вошедшая в решетку и отраженная ударные волны слабо переменны во времени, но и что в рассмотренных масштабах мало влияние диссипативных факторов, а значит, задача хорошо моделируется геометрически. Для проверки этого утверждения проведена серия дополнительных экспериментов по взаимодействию ударных волн с решетками, имеющими одинаковый параметр  $\alpha$ , но различные толщины пластин.

Анализ полученных результатов полностью подтвердил возможность геометрического моделирования. Различия в скоростях прошедших и отраженных ударных волн для решеток с одинаковыми  $\alpha$ , но разными толщинами пластин находятся в пределах ошибки эксперимента и имеют случайный характер.

Таким образом, при обработке экспериментальных данных предполагалось, что явление соответствует централизованным волновым диаграммам типа «распад разрыва» и результат измерения положения отраженной или проникшей в решетку ударной волны в известный момент времени можно использовать для определения характерной скорости соответствующей волны. Далее эти данные использованы в системе соотношений для распада разрыва:

$$(2) \quad \begin{aligned} q_4 &= \frac{2}{\kappa+1} \frac{U_0^2 - a_0^2}{U_0}, \quad p_4 = \frac{2\rho_0}{\kappa+1} \left( U_0^2 + \frac{1-\kappa}{2\kappa} a_0^2 \right), \\ \rho_4 &= \frac{(\kappa+1)\rho_0 U_0^2}{2a_0^2 + (\kappa-1)U_0^2}, \quad q_1 = \frac{2}{\kappa+1} \frac{U_1^2 - a_0^2}{U_1}, \\ p_1 &= \frac{2\rho_0}{\kappa+1} \left( U_1^2 + \frac{1-\kappa}{2\kappa} a_0^2 \right), \quad \rho_1 = \frac{(\kappa+1)\rho_0 U_1^2}{2a_0^2 + (\kappa-1)U_1^2}, \\ q_3 &= q_4 - \frac{2}{\kappa+1} (V + q_4) \left[ 1 - \frac{a_4^2}{(V + q_4)^2} \right], \\ p_3 &= \frac{2\rho_4}{\kappa+1} \left[ (V + q_4)^2 + \frac{1-\kappa}{2\kappa} a_4^2 \right], \quad \rho_3 = \frac{(\kappa+1)\rho_4 (V + q_4)^2}{2a_4^2 + (\kappa-1)(V + q_4)^2}, \\ (1-\alpha)\rho_2 q_2 &= \rho_3 q_3, \quad (1-\alpha)\rho_2 q_2^2 - \rho_3 q_3^2 = -(1-\alpha)p_2 + p_3 - F, \end{aligned}$$



$$(1 - \alpha) \rho_2 q_2^3 - \rho_3 q_3^3 + \frac{2\kappa}{\kappa - 1} (1 - \alpha) p_2 q_2 - \frac{2\kappa}{\kappa - 1} p_3 q_3 = 0, \quad p_1 = p_2; \quad u_1 = q_2,$$

где  $U_0$  — скорость падающей ударной волны;  $V$  — скорость отраженной ударной волны;  $U_1$  — скорость прошедшей ударной волны;  $F$  — потеря импульса.

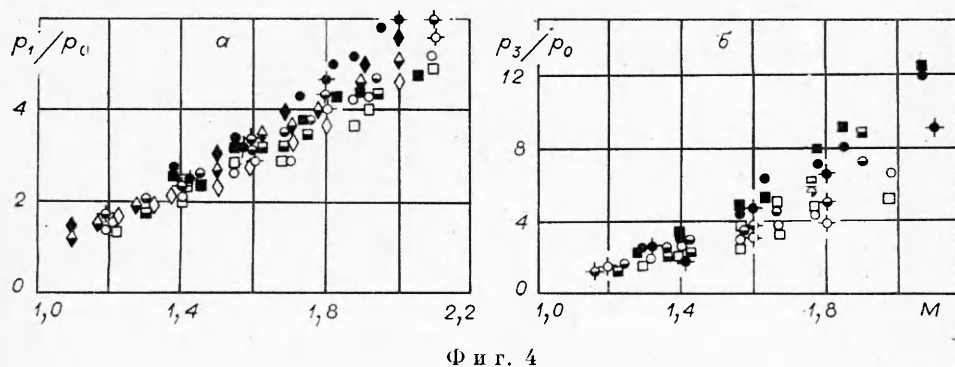
Остальные обозначения общеприняты, индекс соответствует номеру зоны (см. фиг. 2).

Система уравнений (2) разрешалась двумя способами. В первом экспериментально измеренная скорость  $U_1$  ударной волны, проникшей в преграду, подставляется в систему уравнений (2). В результате решения (2) получаем параметры течения газа во всех зонах. Во втором для замыкания системы (2) из эксперимента вместо  $U_1$  берется скорость отраженной ударной волны  $V$ .

Результаты обработки экспериментальных данных, в том числе полученные при решении системы уравнений (2), сведены на фиг. 3, 4. На них кружки соответствуют экспериментальным значениям  $p_1/p_0(a)$  и  $p_3/p_0(b)$ , квадрат, оперенная фигура и ромб использованы для результатов, полученных по теории «распад разрыва», численным расчетом (см. ниже) и расчетом по теории ССW;  $\alpha = 0,09259; 0,2941; 0,5556$  соответственно для незаштрихованных, частично и полностью заштрихованных точек.

При рассмотрении приведенных результатов необходимо иметь в виду, что на них сказывается ошибка эксперимента (ошибка в определении параметра падающей волны, момента снимка и ошибка измерения положения фронта). Анализ погрешности приводит к ее оценке 5%. Определенное значение для точности расчета имеет также то, что явление лишь приближенно соответствует идеализированной диаграмме (см. фиг. 2).

Интересным может оказаться сравнение этих результатов с данными расчета. Наряду с применением специализированных программ [2] достаточно продуктивным может оказаться использование общей программы типа [5, 6]. Очевидно, в случае, когда в расчете разрешены детали течения в окрестности  $x_0$ , его результаты в рамках модели идеального газа содер-



жат эффекты, приводящие в предельном представлении к концепции разрыва импульса. В случае же, когда однородное приближение лишает нас возможности подробного расчета обтекания элемента, свойства расчетной модели становятся неясными и желательным сравнение данных такого расчета с более определенным результатом, например экспериментом.

Представленная схемой возможность использования однородного приближения связана принципиально с концепцией частичных ячеек, свойства которых формализованы набором параметров (обозначения, как в [5])  $\{f_{ij}, A_{ijk}\}$ , где для ячейки  $f_{ij}$  — относительный объем ячейки, свободной для течения;  $A_k$  — открытая течению часть  $k$ -й границы ячейки.

Рассмотрим разностные уравнения схемы расчета, обращая внимание на действие этой концепции на расчетных этапах. Для этого предположим, что в поле зрения помещена ячейка, приходящаяся на окрестность  $x_0$ .

На первом этапе в соответствии с уравнением типа

$$(3) \quad \tilde{U}_{ij}^n = U_{ij}^n - \frac{hA_{ij}^n}{\rho_{ij}^n f_{ij} h x} \left[ (p+q)_{i+\frac{1}{2},j}^n - (\bar{p}-\bar{q})_{i-\frac{1}{2},j}^n \right]$$

учтено изменение скорости вследствие существующего неравенства сил давления перед устьем и в канале.

Второй расчетный этап состоит в подсчете потоков массы через открытые для протекания части границ ячейки и вызванного этим изменения в ней средней плотности:

$$(4) \quad \rho_{ij}^{n+1} = \rho_{ij}^n + \frac{1}{V_j f_{ij}} \left( -\Delta M_{i+1/2,j}^n + \Delta M_{i,j-1/2}^n + \Delta M_{i-1/2,j}^n - \Delta M_{i,j+1/2}^n \right),$$

$$\Delta M_{i+1/2,j}^n = A_{i+1/2,j} S_i^x \rho_{i,j}^n \tilde{U}_{i+1/2,j}^n h t.$$

На третьем этапе определяются средние величины компонентов скорости и внутренней энергии в ячейке из баланса потоков:

$$(5) \quad F_{ij}^{n+1} = \frac{1}{V_j f_{ij} \rho_{ij}^{n+1}} \left\{ F_{ij}^n \rho_{ij}^n f_{ij} V_i + T_{ij}(1) \tilde{F}_{i-1,j}^n \Delta M_{i-1/2,j}^n + \right.$$

$$\left. + [1 - T_{ij}(1)] \Delta M_{i-1/2,j}^n \dots \right\}.$$

Анализируя расчетную схему, представленную здесь формулами (3)–(5), можно видеть, каким образом в этом конкретном случае выражается обычное для сеточного приближения свойство, заключающееся в неразличимости деталей размера  $O(h)$ . Очевидно, конкретному набору (1) можно поставить в соответствие множество вариантов геометрии препятствия, решение же однозначно соответствует этому набору.

В этом и заключается названная выше неясность в отношении характера описания схемой газодинамических условий у передней грани однородного пронизываемого препятствия.

Обратимся к результатам расчетов. На фиг. 3, 4 отмечены данные, полученные в расчете по обсужденной выше схеме. На эти же графики нанесены данные, подсчитанные по теории ССВ [4]. Как видно, эта теория, выведенная с использованием предпосылки о малости  $\alpha$ , дает неплохие результаты и в других случаях.

Следует отметить, что расчет и эксперимент, каждый по-своему, становятся особенно затруднительными и неточными при приближении  $\alpha$  к единице.

В заключение можно отметить, что полученный обширный экспериментальный материал подтверждает эффективность одномерной модели явления и близость его волновой диаграммы к центрированной, что говорит о несущественности (в масштабе эксперимента) процессов с диссипацией. Интересно, что как расчетный метод «крупных частиц», так и приближенная теория ССВ, привлечение которой к данной проблеме несколь-

ко формально, в основном справляются с функцией описания взаимодействия ударной волны с проницаемой преградой в гомогенном приближении.

Поступила 10 III 1981

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дулов В. Г. Распад произвольного разрыва параметров газа на скачке площади сечения. — Вестник ЛГУ, 1958, № 19, вып. 4.
2. Ильин Ю. П. Взаимодействие ударных волн с податливыми и проницаемыми телами. Дис. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук. Ленинград: изд. ЛПИ, 1979.
3. Жигалко Е. Ф. Простейшие решения задач о взаимодействии ударных волн с проницаемыми стенками. — Учен. зап. ЛГУ. Газодинамика и теплообмен. 1975, № 4.
4. Chisnell R. F. The motion of a shock wave in a channel with applications to cylindrical and spherical shock waves. — J. Fluid Mech., 1957, N 2.
5. Mortin R. A., Gentry R. E., Daly B. J. An eulerian differencing method for unsteady compressible flow problems. — J. Comp. Phys., 1966, N 1.
6. Белоцерковский О. М., Давыдов Ю. М. Расчет методом «крупных частиц» трансзвуковых «закритических» режимов обтекания. — ЖВММФ, 1973, т. 13, № 1.

УДК 532.526.5

### РЕЖИМЫ И СВОЙСТВА ПРОСТРАНСТВЕННЫХ ОТРЫВНЫХ ТЕЧЕНИЙ, ИНИЦИИРОВАННЫХ КОСЫМИ СКАЧКАМИ УПЛОТНЕНИЯ

А. А. Желтоводов

(Новосибирск)

Изучение особенностей трехмерного взаимодействия косоугольного скачка уплотнения с пограничным слоем на нормальной к плоскости скачка и параллельной вектору скорости набегающего потока плоской поверхности представляется весьма важным для понимания закономерностей возникновения и развития пространственных отрывных течений.

В опубликованных работах содержится достаточно обширная информация о различных свойствах рассматриваемых течений. Так, в [1] проведен анализ известных данных по трехмерному взаимодействию косоугольного скачка с ламинарными и турбулентными пограничными слоями. Результаты этой работы наряду с [2] дают представление о структуре течения на различных стадиях взаимодействия от зарождения отрыва до возникновения протяженных отрывных зон, включающих вторичный отрыв в возвратном течении. Получены корреляционные соотношения для определения условий возникновения отрывного течения [3] и формирования вторичного отрыва [4], а также для расчета характерных давлений и тепловых потоков в отрывных зонах [5]. Проведены измерения полей различных параметров в области взаимодействия [6].

Следует особо отметить систематические исследования динамики развития отрывного течения и его структуры [7, 8], которые коренным образом расширяют существовавшие представления о его свойствах и уточняют ранее предложенные феноменологические схемы. В последних двух работах обнаружена возможность возникновения и развития ограниченной по протяженности вторичной зоны отрыва. Показано, что вторичный отрыв в этих условиях отсутствует в области турбулентного пограничного слоя в возвратном потоке, а увеличение его протяженности в области ламинарного течения с ростом интенсивности скачка связано с затягиванием перехода вследствие усиливающегося растекания потока, которое способствует уменьшению протяженности линий тока возвратного течения. Проведенный в этих работах анализ позволил также показать, что обнаруженное в [9] исчезновение и повторное возникновение вторичного отрыва при достаточно больших интенсивностях скачков связано с превращением конически дозвукового течения в отрывной зоне в сверхзвуковое. При этом сделан важный вывод о том, что повторное возникновение вторичного отрыва должно определяться состоянием пограничного слоя в возвратном потоке и интенсивностью возникающего в нем внутреннего скачка уплотнения.

С целью дальнейшего уточнения особенностей взаимодействия косых скачков уплотнения с турбулентным пограничным слоем, развивающимся на плоской поверхности (фиг. 1), проведены экспериментальные исследо-