

## НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ГРАНИЦЫ РАЗДЕЛА ДВУХ ГАЗОВ, УСКОРЯЕМОЙ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ

Е. Е. МЕШКОВ (Москва)

Излагаются результаты экспериментального исследования устойчивости границы раздела двух газов, которую проходит ударная волна. Обнаружено, что граница оказывается неустойчивой как в случае прохождения ударной волны из легкого газа в тяжелый, так и в противоположном направлении. Возмущение границы растет в первом приближении линейно со временем.

1. Неустойчивость границы раздела двух жидкостей разной плотности, двигающихся с ускорением, когда ускорение нормально границе и направлено от легкой жидкости к тяжелой, называется гравитационной и впервые была рассмотрена Гейлором [1]. Рихтмайером [2] был рассмотрен случай, когда ускорение имеет импульсный характер и, в частности, когда граница ускоряется ударной волной. Эта задача рассмотрена им в следующих предположениях: граница раздела сжимаемых жидкостей имеет форму

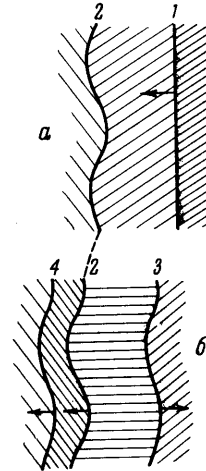
$$y = a_0 \cos kx \quad (a_0 k \ll 1) \quad (1.1)$$

Рассматривается случай, когда плоская ударная волна 1 проходит границу раздела 2 от легкой жидкости к тяжелой (Фиг. 1, а). На границе раздела ударная волна преломляется, образуя отраженную 3 и прошедшую 4 ударные волны которые также будут слабо возмущены (Фиг. 1, б). Во впадине возмущения границы прошедшая волна слабо расходится, а отраженная слабо сходится. Это создает некоторый прирост давления в легкой и падение в тяжелой жидкости, т. е. возникает градиент давления, нормальный границе. В области выступа возмущения границы возникает сходная ситуация, но градиент давления имеет иной знак. Таким образом, возникают силы, приводящие к росту возмущения границы.

Рихтмайер [2] получил уравнения, начальные и граничные условия для решения задачи численным методом. Им приводится ряд результатов расчета на ЭВМ отдельных случаев для идеальных газов  $\gamma = 3/2$  и  $\gamma = 9/7$  и отношением плотностей  $1/8$  и  $1/16$ . Из этих расчетов следует, что  $da/dt$  вначале растет и затем после ряда колебаний с уменьшающейся амплитудой стремится к предельному значению.

В данной работе приводятся результаты экспериментального исследования устойчивости границы раздела двух идеальных газов, ускоряемой ударной волной.

2. Исследование проводилось с помощью ударной трубы (Фиг. 2). Конструкция ударной трубы аналогична описанной в [3]. Схема ударной трубы и регистрирующей установки представлена на Фиг. 2, на которой 1 — камера ударной трубы, 2 — диафрагма, 3 — канал, 4 — измерительная секция, 5 — прозрачная часть измерительной секции, 6 — теневая установка ИАБ-451, 7 — СФР-3М, 8 — источник света (ИФН-120)



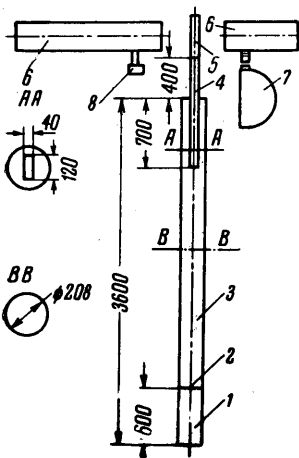
Фиг. 1

Камера и канал ударной трубы цилиндрические, с внутренним диаметром 208 мм. Камера отделялась от канала диафрагмой из четырех слоев пленки из ацетата целлюлозы толщиной 0.2 мм каждая. Начальное давление в камере 6.5 атм, в канале 1 атм. Разрушение диафрагмы инициировалось посредством электрического взрыва проволоочки, приклеенной в центре диафрагмы. Это позволило синхронизовать работу ударной трубы и регистрирующей камеры СФР.

Параметры получаемой ударной волны в воздухе: давление  $\Delta p = 1.53$  атм, волновая скорость  $D = 520$  м/сек, массовая скорость  $u = 247$  м/сек.

В концевой части канала монтировалась измерительная секция 4, имеющая прямоугольное внутреннее сечение  $120 \times 40$  мм<sup>2</sup> (Фиг. 2), причем измерительная секция заходила в цилиндрическую часть на глубину 0.7 м.

На Фиг. 3 приведен фрагмент измерительной секции с исследуемой границей раздела: на фигуре 1, 2 — тонкие пленки, 2 — исследуемая граница, 3 — фронт ударной волны, 4 — воздух, 5 — газ 1, 6 — газ 2, 7 — граница кадра СФР. Таким образом, ударная волна разделялась на две части, из которых одна двигалась в измерительной секции, а другая заходила в заглушенную часть канала и не влияла на течение в измерительной

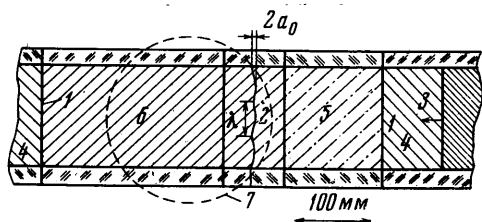


Фиг. 2

Фиг. 2

секции. Концевая часть измерительной секции состояла из отдельных, плотно прилегающих один к другому блоков из оргстекла. Блоки собирались на двух направляющих штангах и стягивались вместе стальной пластиной. Эта часть измерительной секции играла роль смотрового окна. Отдельные блоки отделялись от соседних при помощи тонких пленок 1 и 2 из нитроцеллюлозы толщиной 1 мк. Пленка получалась по методике, описанной в [4, 5]. На поверхность воды, охлажденной до 0° С выливается некоторое количество раствора нитроцеллюлозы (горючая кинолентка) в этилацетате. После испарения растворителя образующаяся пленка снимается с поверхности воды вертикальной плоской проволочной рамкой. Рамка поднимается вверх из воды, вытягивая пленку. Пленка прилипает к обеим сторонам рамки и после высыхания образует плотно слипшийся двойной слой, вследствие чего практически уничтожается возможность появления сквозных пор.

Блоки измерительной секции, отделенные один от другого пленкой, образуют замкнутые объемы, которые заполняются различными газами. Заполнение блоков секции газами проводилось самотеком, при этом газы тяжелее воздуха подавались в секцию снизу, а легкие — сверху, вытесняя воздух в блоке секции через отверстия с противоположной стороны. Газы в секцию подавались по трубкам из расходных



Фиг. 3

емкостей — шаров из очень тонкой резины. Шары заполнялись газом из баллонов. Конструкция газоводов в секции была такова, что после заполнения секции газом отверстие в стенке секции запирались штифтами, торцы которых были заподлицо с внутренней поверхностью секции, т. е. газоводные отверстия в стенках секции в момент опыта не влияли на картину течения.

Степень чистоты газа, заполняющего блок измерительной секции контролировалась следующим образом: на измерительной секции исследуемый газ

перетекал по трубке в коробку, в которой помещался воздушный конденсатор емкостью порядка 1000 мкФ. Так как диэлектрическая проницаемость разных газов различна, то по мере вытеснения воздуха испытуемым газом из коробки (следовательно, из секции) емкость конденсатора изменяется. Изменение емкости фиксируется с помощью прибора ИВВ-1. Такой метод позволяет контролировать чистоту газа с точностью порядка 5% по массе. От начала подачи газа в секцию до момента проведения опыта проходило 10—20 мин.

Исследуемой границе между блоками с различными газами придавалась форма, приближающаяся к синусоидальной — сопряженные дуги окружностей (начальное возмущение). Длина волны возмущения  $\lambda = 40$  мм (фиг. 3). Относительно линии горизонта пленка располагалась вертикально. Процесс прохождения ударной волны и последующего движения границы раздела регистрировался с помощью теневой установки ИАБ-451 и сопряженной с ней оптически (по методу [8]) камерой СФР-3М в варианте луны времени с двухрядной линзовой вставкой. Источником света служила импульсная лампа ИФК-120.

3. Приводим характеристики газов, которые были использованы в экспериментах с указанием плотности  $\rho$  г/л (первое число) и показателя адиабаты  $\gamma$  (второе число), гелий (0.167, 1.63), воздух (1.205, 1.40), углекислый газ (1.85, 1.30), фреон-22 (3.62, 1.16), фреон-12 (5.06, 1.139); заметим, что плотность газов приведена к комнатным условиям, т. е. к атмосферному давлению 760 мм рт. ст. и температуре 18° С.

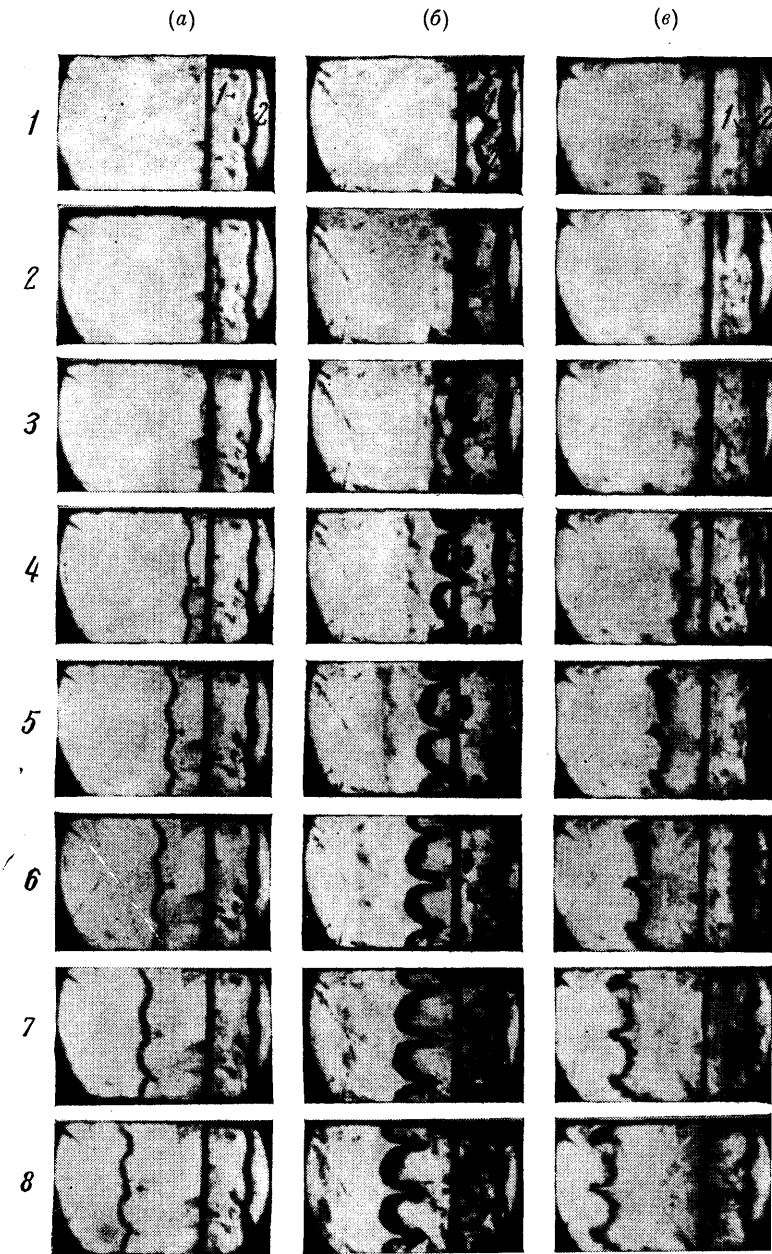
Были проведены эксперименты для двух случаев начального возмущения:  $a_0 = 2$  мм ( $a_0 k = 0.31$ ) и  $a_0 = 4$  мм ( $a_0 k = 0.63$ ).

Для первого из этих случаев ( $a_0 = 2$  мм) опыты проводились со следующими комбинациями газов:

Газ 1	Газ 2	$\rho_1/\rho_2$	Газ 1	Газ 2	$\rho_1/\rho_2$
Воздух	Углекислый газ	1.54	Гелий	Углекислый газ	11.1
Воздух	Фреон-22	3.00	Фреон-22	Воздух	1/3.00
Гелий	Воздух	7.22	Воздух	Гелий	1/7.22
Гелий	Фреон-22	21.70	Фреон-22	Гелий	1/21.7

В экспериментах ударная волна двигалась от газа 1 к газу 2.

На фиг. 4 приведены кадры фотохронограмм опытов с парами газов: (а) воздух (газ 1) и углекислый газ (газ 2); (б) гелий (газ 1) и фреон-22 (газ 2); (в) фреон-22 (газ 1) и гелий (газ 2); на этих кадрах 1 — исследуемая граница раздела газов;



Фиг. 4

2 — первоначальное положение границы раздела; интервал между соседними кадрами 64 мксек.

Из фотохронограмм следует, что в обоих случаях: (1) ударная волна движется от легкого газа к тяжелому, (2) ударная волна движется от тяжелого газа к легкому; граница раздела газов является неустойчивой, т. е. возмущение границы растет со временем.

При этом в случае (1) возмущение растет со временем, не меняя знака, а в случае (2) возмущение вначале меняет знак и затем растет монотонно.

После того как граница проходит расстояние, равное  $1 \div 2 \lambda$ , форма возмущения границы приобретает несинусоидальный характер подобно тому, как это наблюдается

на поздних стадиях развития возмущения гравитационно неустойчивых границ [7]. Более тяжелый газ как бы проваливается в легкий узкими струями, а легкий — в тяжелый уплотненными на вершине выступами. Чем больше величина отношения плотности газов, тем раньше и в большей степени проявляется этот эффект.

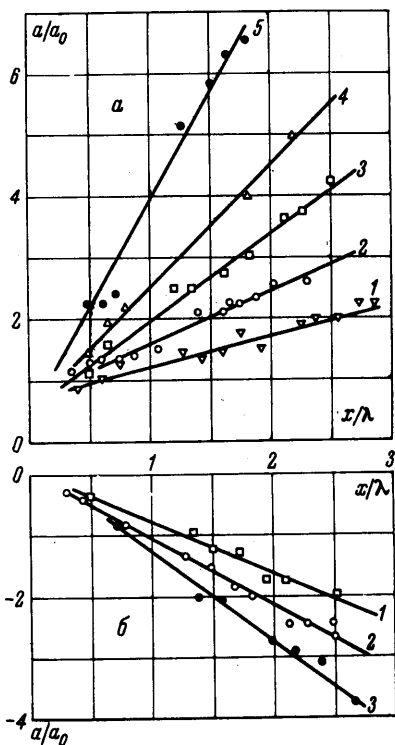
Зависимость амплитуды возмущения границы  $a/a_0$  раздела двух газов от пройденного пути  $x/\lambda$  в случае (1) при  $a_0 = 2$  мм приведена на фиг. 5, а, на которой указаны кривые 1 (воздух (газ 1) и углекислый газ (газ 2)), 2 (воздух (газ 1) и фреон-22 (газ 2)), 3 (гелий (газ 1) и воздух (газ 2)), 4 (гелий (газ 1) и углекислый газ (газ 2)), 5 (гелий (газ 1) и фреон-22 (газ 2)). Такая же зависимость амплитуды  $a/a_0$  возмущения границы раздела двух газов от пройденного границей  $x/\lambda$  пути при  $a_0 = 2$  мм в случае (2) приведена на фиг. 5, б, на которой 1 (воздух (газ 1) и гелий (газ 2)), 2 (фреон-22 (газ 1) и воздух (газ 2)), 3 (фреон-22 (газ 1) и гелий (газ 2)).

Так как в среднем граница движется без ускорения, то можно считать, что такой же характер с точностью до постоянного множителя имеет зависимость амплитуды возмущения от времени. Вследствие невысокого разрешения оптической системы погрешность измерения довольно велика. Поэтому представленные на фиг. 5, а, б зависимости амплитуды возмущения от пройденного пути в виде линейных имеют характер довольно грубого приближения; более тонкие эффекты, предсказываемые Рихтмайером, не удается обнаружить.

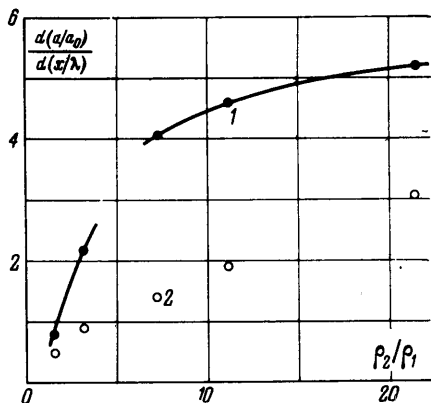
Не имея возможности сравнить результаты описываемых здесь экспериментов с точным расчетом, можно воспользоваться для сравнения приближенной зависимостью, приводимой в [2]. Эта зависимость дает расхождение с результатами точного расчета не выше 10%

$$\frac{da}{dt} \approx u_2 \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} k a_0' \quad (3.1)$$

Здесь  $u_2$  — средняя скорость движения границы;  $\rho_2$  и  $\rho_1$  — плотности газов, сжа-



Фиг. 5



Фиг. 6

тых прошедшей и отраженной волнами;  $a_0'$  — амплитуда возмущения непосредственно после прохождения ударной волной границы; индексы 1 и 2 относятся соответственно к легкому и тяжелому газам. Ударная волна идет из легкого газа в тяжелый.

Выполнив ряд преобразований, приводим (3.1) к виду, удобному для сравнения с результатами экспериментов

$$\frac{d(a/a_0)}{d(x/\lambda)} \approx 2\pi \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2 + \rho_1} \frac{a_0'}{a_0} \left( \frac{a_0'}{a_0} = 1 - \frac{u_2}{D_1} \right) \quad (3.2)$$

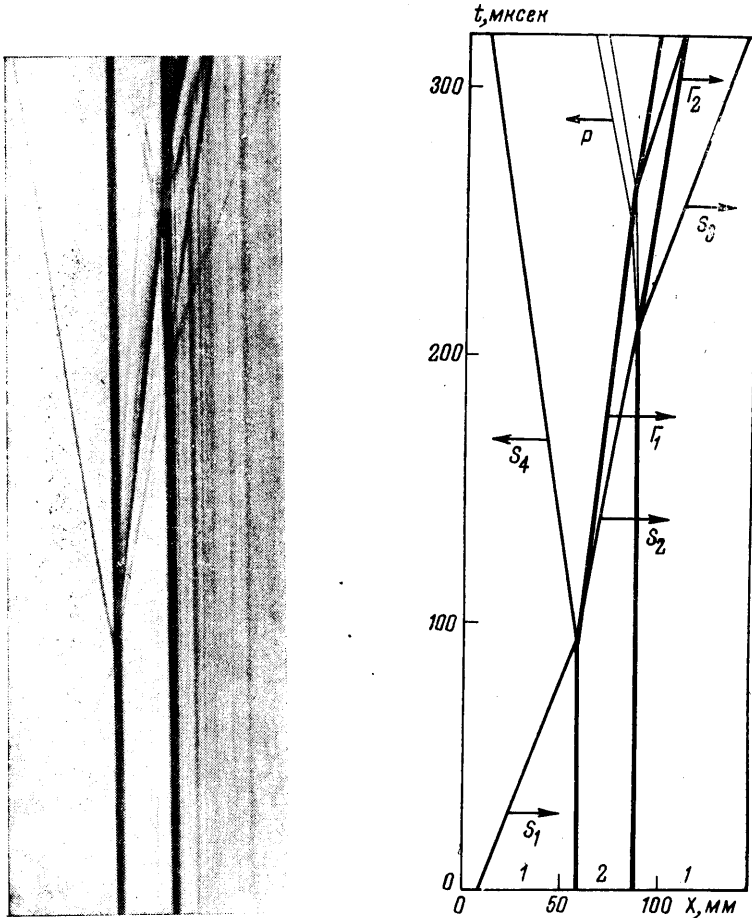
Здесь  $x$  — путь пройденный границей,  $D_1$  — скорость ударной волны в легком газе. Выражение (3.2) было получено в предположении постоянства скоростей ударных волн.

На фиг. 6 приведена зависимость скорости роста возмущения границы раздела от величины отношения плотностей газов для случая (1); кривая 1 построена по формуле (3.2), кривая 2 — эксперимент.

Результаты экспериментов качественно сходны с теорией: с ростом отношения плотностей газов скорость роста возмущения растет, однако расхождение между экспериментом и теорией превышает 10% и не может быть объяснено только приближенным характером (3.2).

Для случая (2) не имеется количественной теории, с которой можно было бы сравнить результаты эксперимента.

Существует ряд факторов, которыми, возможно, объясняется расхождение эксперимента и теории в случае (1).



Фиг. 7

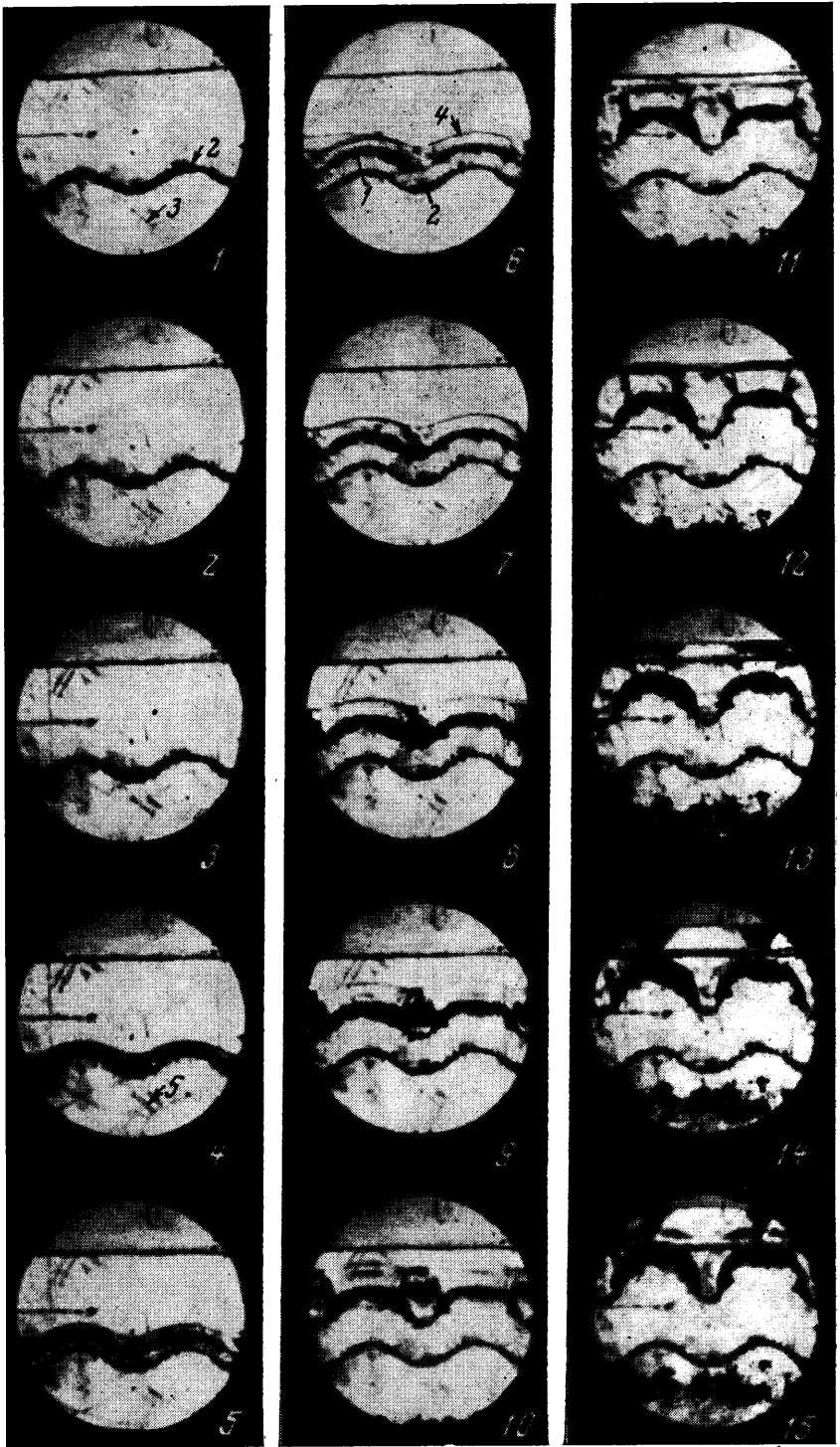
1°. В эксперименте было недостаточно выполнено условие  $a_0 k \ll 1$  (в эксперименте  $a_0 k = 0.31$ ). На нелинейность, в частности, указывает асимметрия формы возмущения, возникающая на сравнительно ранних стадиях развития (фиг. 4, кадры б).

2°. Заметное размытие границы раздела газов во время опыта может приводить к погрешностям в измерениях.

3°. Техника эксперимента не позволяет добиться абсолютной чистоты газа в измерительной секции.

4°. Пленка, разделяющая газы, обладает какой-то прочностью, которая может оказать стабилизирующее влияние на развитие возмущений.

В то же время можно показать, что влияние ненулевой массы пленки несущественно. Пленка толщиной 1 мк и плотностью порядка  $2 \text{ г/см}^3$  эквивалентна по массе слою воздуха толщиной порядка 1 мм. В то же время «разгон» амплитуды возмуще-



Фиг. 8

ния осуществляется на пути, проходимом границей, порядка  $(1/4 - 1/3)\lambda$ , т. е. в условиях эксперимента на этом этапе в движении участвует масса газа раз в 30—100 большая массы пленки.

В подтверждение того, что пленка не влияет существенно на динамику явления, на фиг. 7, а и б приведена фотохронограмма прохождения ударной волны через слой фреона-12 с плоскими невозмущенными границами (фиг. 7, а), а также результаты некоторого анализа фотохронограммы на фиг. 7, б;  $Xt$  — диаграмма прохождения ударной волны через слой фреона-12; области (1) и (2) соответствуют воздуху и фреону-12;  $S_1$  — падающая ударная волна,  $S_2$  и  $S_3$  — прошедшие ударные волны,  $S_4$  — отраженная ударная волна,  $G_1, G_2$  — границы раздела;  $p$  — волна разрежения.

Увеличения амплитуды начального возмущения и масштаба изображения позволили заметно увеличить точность измерений. В результате удалось подтвердить существование слабых колебаний в скорости роста возмущений.

На фиг. 9 приведена зависимость амплитуды возмущения границы раздела двух газов от пройденного границей пути,  $a = 4$  мм; кривая и точки 1 (гелий (газ 1) и углекислый газ (газ 2)), кривая и точки 2 (гелий (газ 1) и фреон-12 (газ 2)).

Отмеченный факт, возможно, объясняется колебанием возмущений фронтов прошедшей и отраженной волн, которые хорошо видны на кадрах фиг. 8.

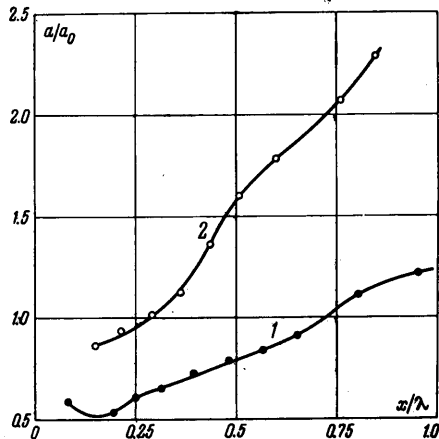
С увеличением начальной амплитуды возмущения более существенную роль начинает играть нелинейность, на что указывает, например, конфигурация отраженной волны — волна отражается в форме пересекающихся расходящихся дуг (фиг. 8). В то же время в случае  $a_0 = 2$  мм форма отраженной волны имеет синусоидальный характер, что можно заметить на некоторых кадрах фотохронограмм опытов с  $a_0 = 2$  мм.

Здесь была использована описанная выше техника эксперимента, но камера СФР была использована в варианте фоторегистратора. В результате на фотохронограмме получается  $xt$ -диаграмма движения ударных волн и границ раздела. Обмер фотохронограммы показывает следующее: скорость границ раздела изменяется скачком и остается постоянной после прохождения ударной волны, скорость ударных волн и границ раздела соответствуют расчетным.

5°. Верхняя оценка толщины пограничного слоя на стенках измерительной секции в районе движущейся границы раздела, выполненная по результатам работы [8], дает величину 0.4 мм. Так как толщина пограничного слоя много меньше длины волны возмущения, которая в данном случае играет роль основного масштаба, то и влияние пограничного слоя будет несущественным. Малость толщины пограничного слоя подтверждается и кадрами фиг. 4, потому что в противном случае было бы заметно торможение краев границы раздела на стенках измерительной секции.

В экспериментах с возмущением  $a_0 = 4$  мм масштаб изображения в кадре СФР был несколько увеличен.

Так, на фиг. 8 приведены кадры фотохронограммы опыта с парой газов: гелий (газ 1) — фреон-12 (газ 2); амплитуда начального возмущения  $a_0 = 4$  мм; 1 — исследуемая граница раздела газов, 2 — первоначальное положение границы, 3 — падающая ударная волна, 4 — прошедшая ударная волна, 5 — отраженная ударная волна; между соседними кадрами 16 мксек.



Фиг. 9

Поступило 25 XII 1968

ЛИТЕРАТУРА

1. Taylor J. The instability of liquid surfaces when accelerated in a direction perpendicular to their planes, I. Proc. Roy Soc., 1950, J. Lond. Ser. A, vol. 201, No. 1065, p. 192.
2. Richtmyer R. D. Taylor instability in shock acceleration of compressible fluids. Commun Pure and Appl. Math., 1960, vol. 13, pp. 297—319.
3. Schardin H. Ein Beispiel zur Verwendung des Stosswellenzohres für Probleme der Instationären Gasdynamik. Z. angew. Math. und Phys., 1953, 9B, No. 5/6 (Sonder-

- band), S. 606—621. (Рус. перев.: В сб.: «Ударные трубы», М., Изд-во иностр. лит., 1962.)
4. Harris L., Johnson E. A. The production of strong, Cellulose Acetate films. Rev. Sci. Instrum., 1933, vol. 4, p. 454.
  5. Czerny M., Mollet Neue Versuche zur Photography im Ultraroten. Z. Phys., 1937, Bd. 108, Nr. 85.
  6. Дубовик А. С. Фотографическая регистрация быстропротекающих процессов. М., «Наука», 1964, стр. 341.
  7. Chang C. T. Dynamic instability of accelerated fluids. Phys. Fluids, 1959, vol. 2, No. 6.
  8. Mirels H. Attenuations in a Shock Tube due to Unsteady — Boundary — Layer Action. NASA Rept, 1957, No. 1333. (Рус. перев.: В сб.: «Ударные трубы», М., Изд-во иностр. лит., 1962.)

### О СТРУКТУРЕ СВЕРХЗВУКОВОЙ ЗАКРУЧЕННОЙ СТРУИ ГАЗА ПРИ ИСТЕЧЕНИИ С НЕДОРАСШИРЕНИЕМ

Ю. А. ГОСТИНЦЕВ, В. В. ЗЕЛЕНЦОВ, В. С. ИЛЮХИН, П. Ф. ПОХИЛ

(Москва)

Излагаются результаты исследования сверхзвуковой закрученной струи газа, вытекающей из сопла в режиме недорасширения. Показано, что влияние вращения на волновую структуру осесимметричной струи качественно аналогично влиянию уменьшения коэффициента нерасчетности. На основании формул винтового изэнтропического течения получено приближенное выражение для определения положения дискообразной ударной волны в закрученном потоке за соплом без диффузорной части. Установлено наличие зоны обратных осевых течений в сильно закрученных струях, сделана оценка скоростей движения в этой зоне.

Некоторые результаты, относящиеся к особенностям расходных и тяговых характеристик сопла при истечении вращающегося газа, приведены в [1—3].

Хорошо известно [4—6], что истечение обычной недорасширенной струи газа сопровождается появлением за соплом ударных волн. Если разность давлений на оси струи  $p_1$  и в окружающей среде  $p_2$  относительно невелика, то ударная волна ограниченной протяженности образуется сначала на границе струи [4] (фиг. 1, а). Дальнейшее возрастание  $p_1$  приводит к увеличению протяженности ударной волны вплоть до пересечения ее с осью течения (фиг. 1, б). Продолжая увеличивать давление в струе, можно получить X-образный скачок, возникающий из-за отражения волны от оси струи (фиг. 1, в). И наконец, начиная с некоторого значения  $p_1$  правильное отражение ударной волны становится невозможным и образуется маховская конфигурация с дискообразным скачком уплотнения, перпендикулярным оси струи (фиг. 1, г).

При этом в случае истечения незакрученной струи из сопла без диффузорной части удаление дискообразной ударной волны от среза сопла определяется степенью нерасчетности струи  $p_1/p_2$  и удовлетворительно описывается простейшей зависимостью [7]

$$\frac{x}{d_*} = 0.69 \left( \gamma \frac{p_1}{p_2} \right)^{0.50} \quad \left( \gamma = \frac{c_p}{c_v} \right) \quad (1)$$

Здесь  $d_*$  — диаметр сопла.

Для выяснения особенностей структуры сверхзвуковой вращающейся струи воздуха использовалась как шпирен-съемка самого потока, так и фотографирование картины движения ионизированного в разрядном промежутке газа. Применялись сопла без диффузорной части с диаметром критического сечения  $d_*$  от 4 до 24 мм; давление в ресивере варьировалось в пределах  $p_\infty = 5 \div 20$  атм. Вращение газа создавалось непосредственно перед входом в конфузорную часть сопла с помощью завихрителя, подобного центробежной форсунке с тангенциальным вводом.