

ружность радиуса  $R$ . Для фиксированного угла  $\theta_3$  соударения струй и данного радиуса  $R$  выберем такую конфигурацию течения (т. е. фактически значения углов  $\theta_2(\theta_3, R)$  и  $\theta_4(\theta_3, R)$ ), для которой ограниченный окружностью участок  $AOB$  разветвляющейся линии тока в отходящих струях имеет наименьшую длину. Численные расчеты показали, что в этом случае  $\theta_2(\theta_3, R) \rightarrow \theta_2^*(\theta_3)$  и  $\theta_4(\theta_3, R) \rightarrow \theta_4^*(\theta_3)$  при  $R \rightarrow \infty$ , причем практически уже при  $R/a_1 =$

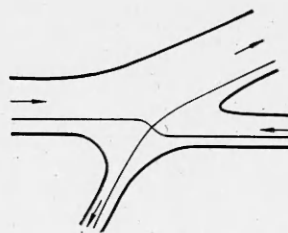


Рис. 4

$= 8-10$  результат не зависит от  $R$ . Значения  $\theta_2^*$  и  $\theta_4^*$  углов наклона отходящих струй неплохо соответствуют экспериментальным результатам, что, в частности, видно из рис. 2 (кривая 2) и рис. 3. Таким образом, численное моделирование задачи о несимметричном соударении струй в совокупности с экспериментальными результатами позволило сформулировать следующую гипотезу: при косом соударении плоских струй идеальной несжимаемой жидкости из возможных реализуется такая конфигурация течения, для которой участок разветвляющейся линии тока в отходящих струях, ограниченный проведенной из точки полного торможения потока окружностью достаточно большого радиуса, имеет наименьшую длину (эквивалентным является условие минимальности кривизны этой линии тока).

Естественно, что данная гипотеза носит эмпирический характер и не имеет под собой точного теоретического обоснования. Нет оснований предполагать, что она будет хорошо описывать абсолютно все результаты по соударению струй, но заметим, что, помимо хорошего соответствия имеющимся экспериментальным результатам для углов наклона отходящих струй, существуют и другие положительные моменты. При косом соударении струй одинаковой ширины, согласно данной гипотезе, без какого-либо предварительного требования о симметричности возникающей конфигурации таковая реализуется автоматически. Кроме того, данная гипотеза описывает отмеченный выше экспериментальный результат, говорящий о том, что конфигурация струйного течения при его обращении в общем случае не сохраняется.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Милл-Томсон Л. М. Теоретическая гидродинамика. М.: Мир, 1964.
2. Гуревич М. И. Теория струй идеальной жидкости. М.: Наука, 1979.
3. Биркгоф Г., Сарантонелло Э. Струи, следы, каверны. М.: Мир, 1964.
4. Palatini A. Sulla confluenza di due vene. — Atti del R. Istit. Veneto di Sc. L. ed Arti, 1916, t. LXXV, p. 451.
5. Дремни А. Н., Михайлов А. Н. и др. Об отсутствии сплошных кумулятивных струй при волнообразовании на границе косоугольного соударения пластин. ВИНТИ, отд. науч. фондов, деп. № 2441—82.
6. Кинеловский С. А., Соколов А. В. Экспериментальное моделирование плоских струйных течений идеальной несжимаемой жидкости. — В кн.: Динамика сплошной среды. Новосибирск: Ин-т гидродинамики СО АН СССР, 1983, вып. 62.

Поступила 26/X 1984 г.

УДК 532.528

### ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ПОРОГ ИМПУЛЬСНОГО РАЗРУШЕНИЯ ЖИДКОГО ОБЪЕМА

С. В. Стебновский, Н. Н. Чернобаев

(Новосибирск)

Проблеме динамической прочности жидкости посвящен ряд работ, в которых использовались статический [1], ультразвуковой [2, 3] и импульсный [4—8] методы измерения объемной прочности жидкости. Во всех случаях авторы стремились найти прочностные параметры откольного разрушения в жидкости, т. е. предполагалось, что

если к жидкости приложить отрицательное давление большой амплитуды, то в такой среде образуется «трещина», а затем произойдет отделение части жидкого объема, как это наблюдается при разрушении твердых тел. Но известно [9], что в реальной жидкости, содержащей зародыши пузырьков, достичь большого отрицательного давления можно лишь в том случае, если время нарастания растягивающего усилия за фронтом волны разгрузки будет порядка  $10^{-8} - 10^{-9}$  с. По этой причине для получения откольного разрушения создавались методы генерации в жидкости очень коротких волн с большой крутизной переднего фронта [7, 8].

Однако и при «обычных» подводных взрывах, в которых ударная волна имеет время нарастания фронта больше  $10^{-6}$  с, а время спада давления за фронтом — десятки или сотни микросекунд, после отражения от свободной поверхности волны разгрузки также происходит разрушение жидкого объема с последующим образованием брызгового потока. Возникает вопрос, какой тип разрушения жидкого объема будет в этом случае?

В данной работе рассматривается процесс разрушения жидкого объема при подводном взрыве с малым градиентом давления на фронте ударной волны; время нарастания переднего фронта  $(1-10) \cdot 10^{-6}$  с. Диапазон амплитуд ударных волн в экспериментах выбирался из следующих соображений. Как показано в [10], после выхода на свободную поверхность ударной волны с амплитудой  $(1-5) \cdot 10^8$  Па за фронтом отраженной волны разгрузки жидкость становится непрозрачной, т. е. в этом случае сразу за фронтом волны разгрузки происходит разрушение жидкой среды. С другой стороны, очевидно, что после отражения от свободной поверхности очень слабой волны разгрузки за ее фронтом не произойдет разрушения жидкой среды в смысле необратимой потери сплошности — будет наблюдаться только слабый рост, а затем захлопывание кавитационных пузырьков. Следовательно, существует такое критическое значение энергии взрыва, ниже которого кавитационное течение за фронтом волны разгрузки носит обратимый характер, а при более высоких значениях энергии имеет место неограниченное развитие кавитационного процесса, т. е. разрушение жидкой среды. В данной работе определяется энергетический порог взрывного разрушения жидкости, т. е. минимальное значение энергии взрыва, необходимое для разрушения единицы массы жидкости в смысле необратимой потери сплошности жидкой среды.

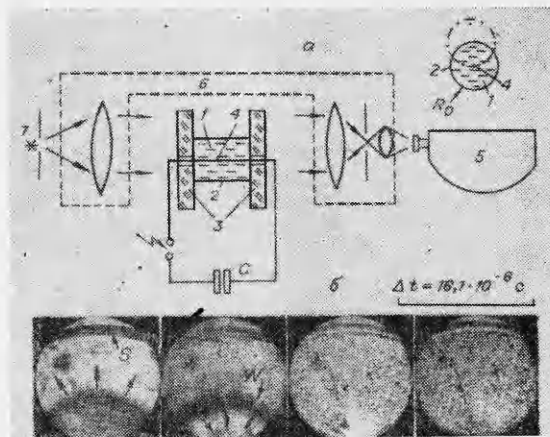
Экспериментальные исследования проводились по схеме, приведенной на рис. 1, где 1 — цилиндрический объем воды, внешняя поверхность которого ограничена тонкой легко разрушаемой бумажной оболочкой 2, имеющей надрезы. С торцов жидкий объем ограничен массивными плоскопараллельными пластинами из оргстекла 3, жестко закрепленными в металлической оправе, исключающей их перемещение вдоль оси симметрии системы. В качестве цилиндрического источника взрыва использовалась расположенная на оси симметрии жидкого объема проволочка 4, взрывающаяся при разряде на нее электрического конденсатора С. Процесс регистрировался на скоростном фоторегистраторе 5 с помощью теневой установки 6, оснащенной импульсной лампой 7. На рис. 1, а штрихпунктирным кругом показано оптическое поле регистрации исследуемого процесса.

Выбор цилиндрической геометрии жидкого объема обусловлен необходимостью визуализации исследуемого процесса, а использование взрывающейся проволочки позволило получить маломощный цилиндрический источник взрыва с регулируемыми в широком диапазоне энергетическими параметрами. Так, изменением величины емкости конденсатора С или зарядного напряжения  $U$  можно в широких пределах изменять энергию электрического разряда  $E = CU^2/2$  и его продолжительность, а следовательно, энергию и параметры ударной волны и взрывного пузыря в жидкости [11].

Известно, что при подводном взрыве в жидкую среду выделяется энергия  $E_v = E_1 + E_2$ , где в случае цилиндрического взрыва

$$E_1 = \frac{2\pi r L}{\rho_0 c_0} \int_0^{\tau} p^2(t) dt$$

— энергия цилиндрической ударной волны ( $r$  — расстояние от центра до фронта волны;  $L$  — длина цилиндрической поверхности фронта волны;  $p(t)$  — давление в ударной волне;  $\tau$  — продолжительность фазы сжатия в волне;  $\rho_0$  — плотность жидкости;  $c_0$  — скорость звука в жидкой среде);  $E_2 = \pi R_*^2 L \rho_0$  — энергия взрывного пузыря ( $R_*$  — максимальный радиус расширения пузыря;  $L$  — его длина;  $p_0$  — гидростатическое давление в жидкости). Давление в ударной волне



Р и с. 1

$p(t)$  определялось пьезодатчиками, а  $R_*$  — методом скоростной фоторазвертки. Для этого в бассейн с водой, оснащенный прозрачными окнами, помещались две расположенные параллельно и жестко закрепленные плексигласовые пластины размером  $100 \times 100$  см. Расстояние между пластинами  $L = 3$  см. В центре области, расположенной между пластинами, перпендикулярно их поверхностям устанавливалась взрывающаяся проволочка. Таким образом, при регистрации  $R_*$  практически исключалось влияние границ бассейна на процесс полного расширения взрывного пузыря. Экспериментальные измерения  $E_1$  и  $E_2$  при электрическом взрыве проволочки в воде показали результаты, хорошо совпадающие с данными [11]: энергия ударной волны и энергия пузыря равны соответственно 20 и 25—30% от энергии электроразряда.

В дальнейшем интенсивность взрыва будем характеризовать удельной энергией взрыва  $e_v = E_v/M$ , где  $M = \pi R_0^2 L \rho_0$  — масса разрушаемого цилиндрического жидкого объема.

Опыты проводились с цилиндрическими объемами воды длиной  $L = 3$  см и начальным радиусом (см. рис. 1, а)  $R_0 = 1-3$  см. Электрические параметры разрядной цепи:  $C = 2$  мкФ,  $U = 5-15$  кВ. Во всех случаях длина ударной волны в момент ее выхода на свободную поверхность равнялась радиусу жидкого объема  $R_0$ .

Анализ кинограмм процесса разрушения цилиндрических объемов воды (рис. 1, б, рис. 2, а—г) позволил установить следующее. После взрыва проволочки и выхода ударной волны треугольного профиля (рис. 3) на свободную поверхность  $S$  (см. рис. 1, б) за фронтом сходящейся волны разгрузки  $W$  (см. рис. 1, б) развивается кавитационное течение, т. е. нарушается сплошность жидкой среды. При низких значениях удельной энергии взрыва (рис. 2, а,  $e_v = 0,11$  Дж/г) наблюдается обратимое нарушение сплошности среды: со временем под действием атмосферного давления кавитационные пузырьки захлопываются, и в дальнейшем имеет место расширение цилиндрического жидкого кольцевого слоя, сопровождающееся развитием возмущений на его свободной поверхности (на рис. 2  $S$  — свободная поверхность,  $B$  — взрывной пузырь,  $V$  — возмущения на свободной поверхности). При таком режиме течения возмущения свободной поверхности неустойчивы [10], что приводит к разгерметизации взрывного пузыря. С увеличением значения  $e_v$  (рис. 2, б, в, где  $e_v = 0,2$  и  $0,4$  Дж/г соответственно) возрастает интенсивность кавитационного течения: пузырьки под действием атмосферного давления захлопываются на более поздних стадиях расширения жидкого кольца. И, наконец, при  $e_v \geq 1$  Дж/г (рис. 2, г,  $e_v = 2$  Дж/г) происходит необратимая потеря сплошности жидкой среды: атмосферное давление уже не может приостановить рост объемной концентрации кавитационных пузырьков, в результате че-

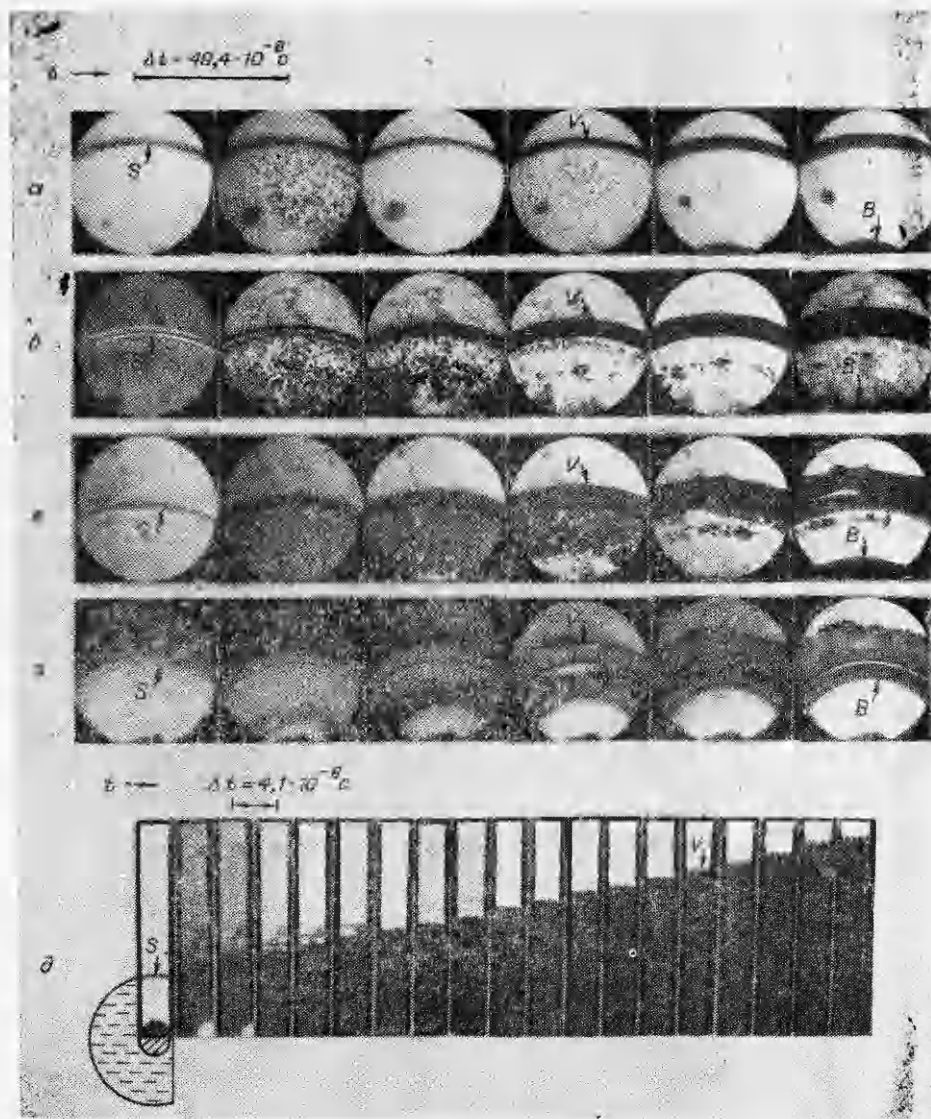


Рис. 2

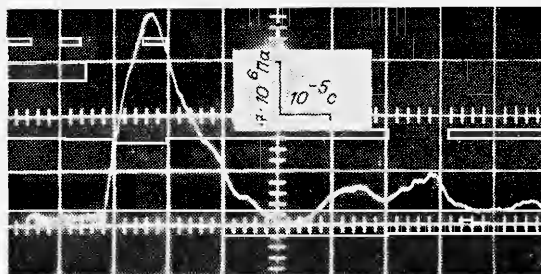


Рис. 3

го жидкая среда разрушается. Следовательно, величина  $e_v \approx 1-2$  Дж/г — пороговое значение удельной энергии взрыва. На рис. 2,  $\delta$  для сравнения приведена кинограмма разрушения жидкого объема при  $e_v = 360$  Дж/г (взрыв заряда ВВ в цилиндрическом водяном кольце [10]), где  $e_v$  на два порядка превышает пороговое значение удельной энергии взрыва.

В заключение авторы выражают благодарность В. К. Кедринскому за обсуждение результатов работы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Корнфельд М. Упругость и прочность жидкостей. М.—Л.: Гостехиздат, 1951.
2. Зарембо Л. К., Красильников В. А. Введение в нелинейную акустику. М.: Наука, 1966.
3. Сиротюк М. Г. Экспериментальные исследования ультразвуковой кавитации.— В кн.: Мощные ультразвуковые поля. М.: Наука, 1968.
4. Harvey E. N., McElroy W. D. On cavity formation in water.— J. Appl. Phys., 1947, v. 18, N 2.
5. Гавриленко Т. П., Топчий М. Е. Исследование динамической прочности воды на разрыв.— ПМТФ, 1966, № 4.
6. Courzens D. C., Trevena D. H. Critical tension in a liquid under dynamic conditions of stressing.— Nature, 1969, v. 222, N 5192.
7. Дремин А. И., Канель Г. И., Колдунов С. А. Исследование откола в воде, этиловом спирте и плексигласе.— В кн.: Горение и взрыв. Материалы III Всесоюз. симпозиума по горению и взрыву. М.: Наука, 1972.
8. Carlson G. A., Henry K. W. Technique for studying tensile failure in application to glycerol.— J. Appl. Phys., 1973, v. 44, N 5.
9. Кедринский В. К. Динамика зоны кавитации при подводном взрыве вблизи свободной поверхности.— ПМТФ, 1975, № 5.
10. Стебновский С. В. Развитие начальных возмущений внешней границы расширяющегося газожидкостного кольца.— ПМТФ, 1982, № 5.
11. Наугольных К. А., Рой Н. А. Электрические разряды в воде. М.: Наука, 1971.

Поступила 22/XI 1984 г.

УДК 532.542:660.095.26

### СТАЦИОНАРНЫЕ ТЕЧЕНИЯ В КАНАЛАХ ПРИ АВТОВОЛНОВОМ РАСПРОСТРАНЕНИИ ХИМИЧЕСКОЙ РЕАКЦИИ С РЕЖИМ ИЗМЕНЕНИЕМ ВЯЗКОСТИ

Г. В. Жижин, А. С. Сегаль

(Ленинград)

Течение в каналах реагирующих сред, вязкость которых резко увеличивается с глубиной превращения, сопровождается налипанием продукта на стенки канала и образованием струи непрореагировавшего вещества, вытянутой вдоль оси [1—6]. В [2, 3] это явление исследуется численно, а в [4] — экспериментально на примере полимеризации в проточном трубном реакторе. В [5, 6] дается аналитическое описание динамики процесса при условии однозначной зависимости вязкости и плотности среды от времени протекания реакции. Это условие выполняется при отсутствии теплопереноса в среде (например, при изотермическом течении среды с пренебрежимо малой диффузией). Однако многие химические процессы сопровождаются интенсивным выделением и переносом тепла, и для них результаты [5, 6] не применимы, что относится в первую очередь к практически важному явлению автоволнового распространения реакции, которое для случая полимеризации в неподвижной среде рассматривалось в [7—11]. Чтобы учесть существенный в данном случае молекулярный перенос тепла, метод, разработанный в [5, 6], модифицируется в [12]. Однако получить аналитическое описание течения при этом не удается, авторы приводят результаты численных расчетов некоторых его характеристик.

В данной работе рассматриваются стационарные течения реагирующей среды в плоских и цилиндрических каналах при автоволновом распространении реакции, сопровождающейся режимом увеличением вязкости. В основу исследования положен метод расчета ламинарных течений в пограничном слое с поверхностью разрыва, предложенный в [13].

В рамках допущений, принятых в [12], получено аналитическое решение задачи, форма волны реакции найдена в явном виде. Рассчитаны расходно-напорные характеристики канала. Показано, что малый параметр задачи — отношение вязкостей среды до и после волны — вносит в решение сингулярное возмущение, которое вызывает резкое искривление и вытягивание профилей волны и продольной составляющей скорости в окрестности оси, т. е. приводит к образованию осевой струи. Вследствие этого условие равномерной малости угла наклона волны к оси, принятое в [12], не выполняется, и стационарная волна реакции при удалении от оси перестает существовать. Область существования стационарной волны сокращается при уменьшении отношения вязкостей на волне, что может приводить к потере устойчивости стационарного процесса.

1. Рассматриваются стационарные течения в плоских и цилиндрических каналах в присутствии волны химического превращения. Среда считается несжимаемой, тепловыделение за счет диссипации механической