

ИССЛЕДОВАНИЕ УДАРНЫХ ВОЛН КОЛЬЦЕВОГО ПОВЕРХНОСТНОГО РАЗРЯДА И ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С НЕПОДВИЖНОЙ СФЕРОЙ

А. П. Бедин, А. Б. Сафонов, М. Н. Троицкий

В работах последнего времени [1-5] интенсивно изучаются газодинамические явления, сопровождающие кольцевой поверхностный разряд. Характерной особенностью такого разряда является возникновение тороидальных ударных волн (УВ), схлопывание которых приводит к образованию УВ воронкообразной формы с диском Маха в центре. Исследованию таких УВ и их взаимодействия с неподвижной сферой посвящается данная работа.

Для возбуждения тороидальных ударных волн в работе использовался электроразрядник с 24 дисковыми электродами диаметром 11 мм, равномерно расположенными по окружности диаметром 100 мм. Электрическая схема и конструкция разрядника представлены на рис. 1.

Емкость $C=0.5$ мкФ заряжалась до напряжения $U=30$ кВ. Разряд емкости, проходивший через разрядные промежутки кольца, вызывался срабатыванием разрядника I . Зависимость разрядного тока от времени представляла собой затухающую синусоиду с перио-

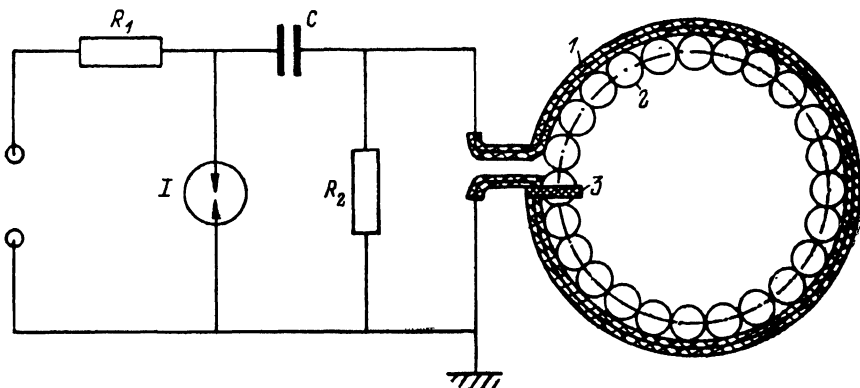


Рис. 1. Электрическая схема кольцевого разрядника.

1 — высоковольтный кабель, 2 — дисковый электрод; 3 — изолирующая прокладка.

дом ~ 10 мкс. Длительность разряда в воздухе при атмосферном давлении и температуре $T=290$ К (а именно при этих условиях проводились эксперименты) составляла ~ 15 мкс.

Фоторегистрация ударных волн, возникавших при разряде, осуществлялась тепловым методом. Масштаб фотографирования был 1 : 1, съемка проводилась в двух направлениях: по оси разрядного кольца и перпендикулярно ей. Экспонирование фотопленки осуществлялось импульсным источником света, который срабатывал с некоторой задержкой по отношению к началу разряда. Величина этой задержки τ могла меняться в широких пределах.

Серия экспериментов, проведенных с одной и той же задержкой, выявила достаточно высокую стабильность срабатывания разрядника. На это указывают результаты обмера экспериментальных фотографий, согласно которым положение генерируемых разрядником ударных волн в моменты экспонирования (даже при $\tau \sim 180$ мкс) менялось слабо: среднее отклонение УВ от среднего положения при заданном τ составляло ~ 1.4 мм. Указанное обстоятельство позволило определять по данным независимых экспериментов, различавшихся только величинами задержек ($\Delta \tau = 10$ мкс), скорости распространения тороидальной ударной волны в осевом V_0 и радиальном V_r направлениях, а также скорость перемещения диска Маха V_d . Образцы фотографий, снятых в эксперименте, приведены на рис. 2. Результаты измерений скоростей V_0 , V_r , V_d , проведенных по подобным фотографиям, представлены на рис. 3 в форме графиков зависимостей этих скоростей от времени. Из графиков видно, что радиальная скорость V_r сначала уменьшается до некоторого минимума, а затем по мере приближения ударной волны к центру кольца начинает возрастать. После схлопывания

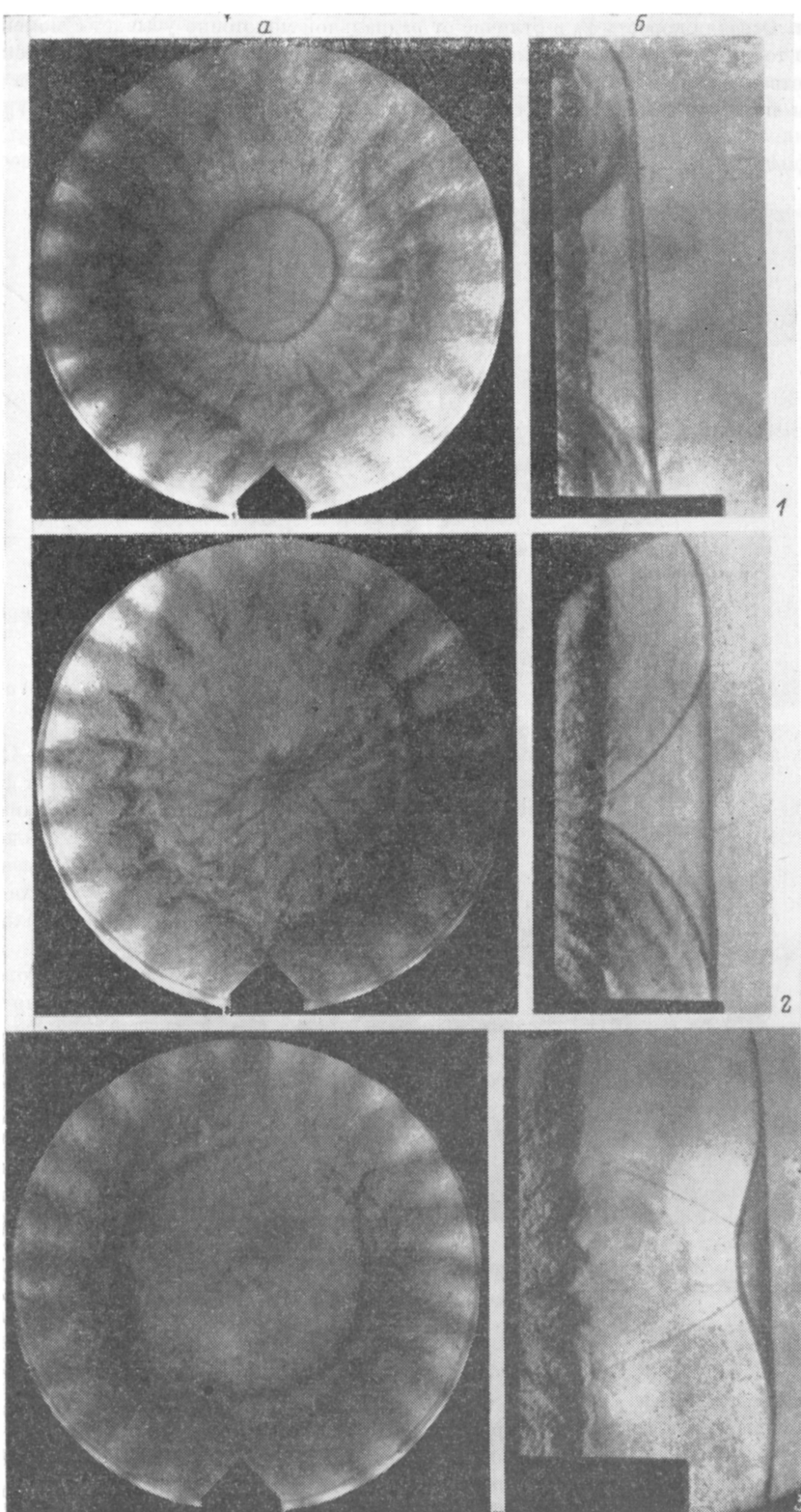


Рис. 2. Теневые фотографии схлопывающихся торoidalных UV в осевом (а) и поперечном (б) направлениях.

τ , мкс: 1 — 40, 2 — 60, 3 — 100.

($\tau=60-65$ мкс) радиальная скорость УВ (естественно, уже отраженной) быстро и монотонно убывает. Осевая скорость V_0 в отличие от радиальной монотонно убывает с момента возникновения тороидальной волны, причем при $\tau > 80$ мкс она оказывается практически постоянной, соответствующей числу $M_0=1.2$. Скорость перемещения диска Маха V_d в начальные моменты после схлопывания тороидальной УВ существенно выше скорости V_0 , но уже

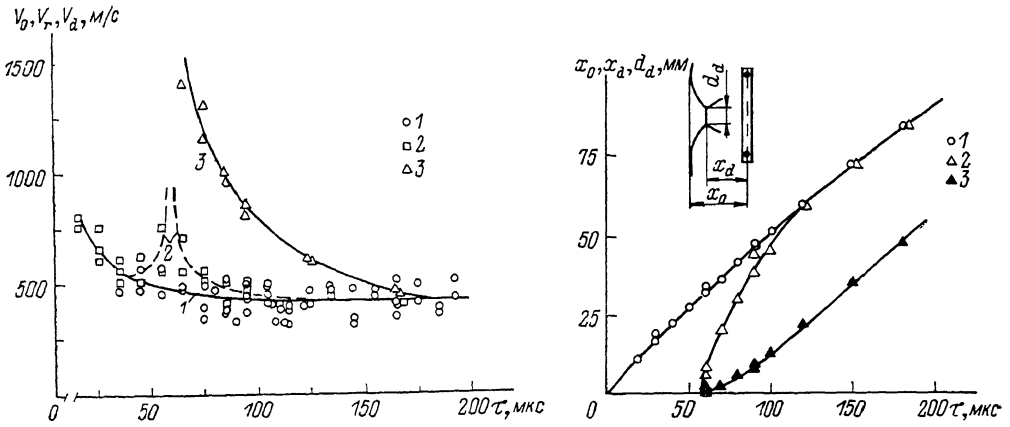
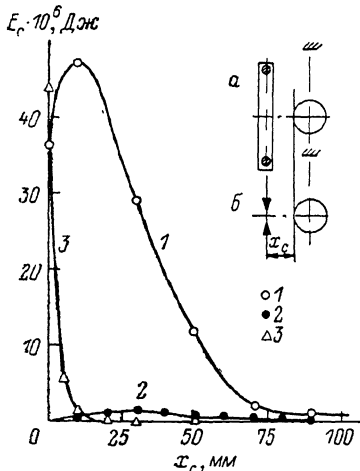


Рис. 3. Зависимости скоростей распространения воронкообразной УВ от времени τ .
1 — V_0 , 2 — V_r , 3 — V_d .

Рис. 4. Зависимости координат фронтов x_0 (1), x_d (2), диаметра диска Маха d_d (3) от времени.

к 200 мкс она сравнивается с последней, при этом их величины оказываются ~ 410 м/с. Несмотря на быстрое падение скорости V_d , ранее отстававший диск Маха догоняет фронт тороидальной УВ (из-за $V_d > V_0$) уже через 50—60 мкс после своего возникновения. Об этом можно судить по данным рис. 4, на котором показано положение фронта тороидальной УВ x_0 и диска Маха x_d в зависимости от времени. Там же приведена зависимость диаметра диска Маха d_d от времени. Судя по графику, размеры диска Маха со временем быстро растут.



Локальное усиление интенсивности тороидальной ударной волны после схлопывания должно приводить к усилению ее воздействия на неподвижное тело. Для исследования степени воздействия схлопнувшихся УВ на тела были проведены эксперименты с пробным шаром диаметром $d=27$ мм, подвешенным на длинной нити на оси разрядного кольца. Воздействие УВ, возникавшей при разряде, на шар приводило к его отклонению от точки равновесия. По величине этого отклонения определялась доля энергии, получаемой шаром в про-

Рис. 5. Зависимость энергии E_c , приобретаемой пробным шаром при взаимодействии с УВ кольцевого (а, 1, 2) и линейного (б, 3) разрядов.

цессе взаимодействия с ударной волной, E_c . Изменение расстояния между лобовой точкой шара и плоскостью электродов x_c при проведении экспериментов дало возможность выявить зависимость $E_c = E_c(x_c)$. Эта зависимость приведена на рис. 5 для энергии разряда $E_p = 77$ (2, 3) и 225 Дж (1). Там же показана зависимость $E_c = E_c(x_c)$ для шара при взаимодействии со сферической ударной волной, образующейся при линейном разряде (его энергия $E_p = 77$ Дж) между двумя электродами с разрядным промежутком ~ 1 см. Как видно из рисунка, увеличение энергии кольцевого разряда в ~ 3 раза приводит к увеличению воздействия УВ на шар более чем на порядок. Обе зависимости $E_c = E_c(x_c)$ для кольцевого разряда ($E_p = 77$ и 225 Дж) имеют максимум, отсутствующий в случае линейного разряда. При взаимо-

действию сферы с УВ линейного разряда величина E_c при уменьшении расстояния x_c монотонно возрастает, причем при $x_c \leq 10$ мм она оказывается выше, чем у кольцевого разряда с той же энергией. Интересно отметить, что максимальная эффективность воздействия УВ линейного разряда ($E_p = 77$ Дж) на сферу соизмерима с максимальной эффективностью воздействия УВ кольцевого разряда даже с большей энергией ($E_p = 225$ Дж).

В целях изучения деталей взаимодействия воронкообразных ударных волн со сферой был проведен анализ полученных в эксперименте теневых фотографий. Образцы фотографий,

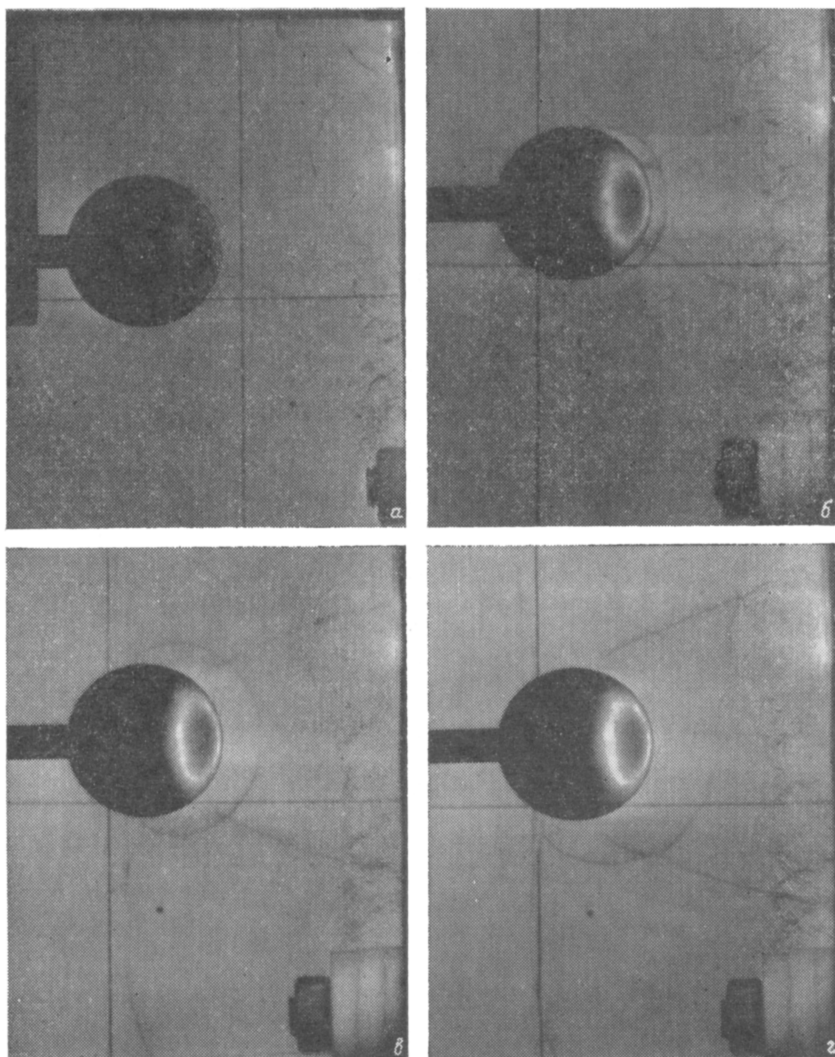


Рис. 6. Стадии взаимодействия воронкообразной УВ со сферой при $x_c = 50$ мм.

τ , мкс: а — 105, б — 112, в — 120, г — 130.

демонстрирующих различные стадии такого взаимодействия, представлены на рис. 6. Взаимодействие начинается с соприкосновения тороидальной части УВ с поверхностью сферы. Линия соприкосновения при осесимметричном взаимодействии представляет собой окружность, радиус которой зависит от расстояния между сферой и плоскостью электродов (при уменьшении этого расстояния радиус соприкосновения возрастает). После соприкосновения УВ со сферой происходит ее отражение, которое сначала носит регулярный характер, а затем по мере расширения области взаимодействия становится маховским. Следующая стадия взаимодействия сводится к отражению диска Маха от поверхности сферы. Отраженный диск Маха догоняет ранее отразившуюся от сферы тороидальную часть УВ, сливается с ней, образуя единую эллипсоидальную поверхность отраженной ударной волны. О характере изменения поверхности отражения во времени можно судить по данным рис. 7, на котором

представлены величины относительного отхода от сферы отраженной УВ δ/d на лучах с различными углами наклона к осевому φ в разные моменты времени.

Рассмотренные типы взаимодействия являются наиболее существенными в интегральном силовом воздействии воронкообразной УВ на сферу. Учитывая, что тороидальная часть такой волны при достижении поверхности сферы имеет невысокую интенсивность ($M \sim 1.2$) и взаимодействие носит боковой характер, можно утверждать, принимая во внимание данные по лобовому взаимодействию сферической УВ линейного разряда ($M \sim 1.2$) с шаром (рис. 5), что вклад этой части УВ в интегральное силовое воздействие на сферу незначителен (хотя локальные нагрузки на боковую поверхность сферы могут достигать значительных величин,

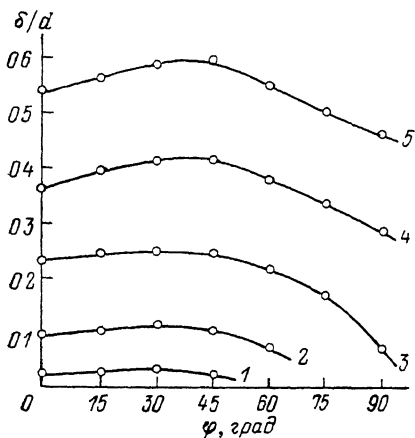


Рис. 7. Относительный отход δ/d отраженной от сферы воронкообразной УВ на лучах с различными углами наклона φ к осевому ($x_c=50$ мм). τ , мкс: 1 — 105, 2 — 110, 3 — 120, 4 — 130, 5 — 140.

если интенсивность тороидальной волны достаточно высока). Отсюда, учитывая высказанные соображения, легко сделать вывод, что основной вклад в интегральное силовое воздействие склопнувшейся тороидальной волны на сферу вносит диск Маха. Локальные нагрузки при отражении диска Маха от поверхности сферы могут быть оценены при помощи данных рис. 3 и таблиц течений с отраженными ударными волнами.

Список литературы

- [1] Бережецкая Н. К., Большаков Е. Ф., Дорофеев А. А. и др. Препринт ФИАН. № 244. М., 1983. 28 с.
- [2] Бережецкая Н. К., Большаков Е. Ф., Голубев С. К. и др. // ЖЭТФ. 1984. Т. 87. Вып. 6 (12). С. 1926—1931.
- [3] Бархударов Э. М., Бережецкая Н. К., Большаков Е. Ф. и др. // ЖЭТФ. 1984. Т. 54. Вып. 6. С. 1219—1222.
- [4] Косый И. А., Краснобаев К. В., Соколов И. В. и др. // Краткие сообщения по физике. 1987. № 11. С. 3—5.
- [5] Бархударов Э. М., Косый И. А., Мдивнишвили М. О. и др. // МЖГ. [1988. № 2. С. 164—170.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
22 ноября 1989 г.
В окончательной редакции
16 мая 1990 г.