

О ТЕПЛОВОЙ ПРИРОДЕ СВЕЧЕНИЯ КАВИТИРУЮЩЕЙ ЖИДКОСТИ

В. Е. Гордеев, А. И. Сербинов, Я. Б. Трошин

Недавно путем прямых экспериментов было показано [1, 2], что захлопывание достаточно крупных кавитационных пузырьков в таких взрывчатых жидкостях, как растворы бензола или гептана в тетранитрометане, приводит к инициированию взрыва даже в том случае, когда захлопывание происходит под действием давления, близкого к атмосферному. Тот факт, что в аналогичных опытах сферические кавитационные пузырьки таких же размеров в нитроглицерине взрыва никогда не вызывали, представляет особый интерес, так как известно [3, 4], что нитроглицерин по своей чувствительности к воздействию высокой температуры весьма близок к растворам бензола и гептана в тетранитрометане.

Не затрагивая вопроса о причинах, которые делают невозможным возбуждение взрыва нитроглицерина сферическими кавернами, результаты опытов, описанные в работах [1, 2], можно истолковать как доказательство гипотезы о возникновении весьма высоких температур внутри захлопывающихся кавитационных пузырьков.

В самом деле, локальное повышение температуры взрывчатой жидкости, безусловно необходимое для возбуждения взрыва кавитацией, может быть вызвано только двумя причинами: во-первых, адиабатическим сжатием паров жидкости (с некоторой примесью растворенных в ней газов) внутри захлопывающегося кавитационного пузырька, и во-вторых, адиабатическим сжатием самой жидкости, окружающей захлопывающийся пузырек.

Повышение температуры жидкости, обусловленное ее вязкостью, не принимается во внимание, поскольку ее роль в процессе захлопывания несущественна, если коэффициент вязкости меньше 100 снз (см., например, работу [5]), тогда как, например, даже для нитроглицерина эта величина составляет 36 снз , а для растворов бензола и гептана в тетранитрометане — в десятки раз меньше.

Поскольку длительность заключительной стадии захлопывания, в течение которой жидкость может нагреться наиболее сильно, весьма невелика и составляет, по видимому, десятые или даже сотые доли микросекунды, ее температура, при которой за это время может произойти возбуждение взрыва, должна иметь весьма высокое значение (более 1000°K). Такое нагревание жидкости при ее адиабатическом сжатии возможно только в том случае, если давление в ней достигает $100\,000 \text{ атм}$ и более. Однако, как показывает теоретический анализ процесса захлопывания сферического газосодержащего пузырька в бесконечной сжимаемой идеальной жидкости [6], наибольшие давления в жидкости, образующей стенки захлопнувшегося пузырька, тем выше, чем меньше начальное давление газа (пара) в пузырьке. Например, давление превосходит $100\,000 \text{ атм}$ в том случае, когда начальное давление газа в пузырьке меньше 10^{-4} ат , а захлопывание происходит под действием давления 1 ат . При этом отношение теплоемкостей газа в работе [6] принималось равным 1,4.

Величина начального давления внутри кавитационного пузырька определяется упругостью паров, соответствующей начальной температуре жидкости. В опытах, описанных в работах [1, 2], расширение кавитационных пузырьков происходило в течение нескольких миллисекунд, и за это время упругость паров внутри пузырьков вполне могла достигнуть насыщения. Продолжительность всей стадии захлопывания была намного короче (около 100 мксек), так что конденсация паров заведомо не играла роли в процессе сжатия пузырька, тем более что длительность наиболее сильного сжатия составляет лишь небольшую долю всего времени захлопывания.

Упругости паров растворов бензола и гептана в тетранитрометане (30 и 15 мм рт. ст.) превосходили упругость паров нитроглицерина ($2,5 \cdot 10^{-4} \text{ мм рт. ст.}$) примерно на 5 порядков величины.

Таким образом, процесс захлопывания кавитационных пузырьков в нитроглицерине практически совсем не тормозился его парами, содержащимися в пузырьках, и потому давления, возникавшие в жидкости при их захлопывании, неизбежно должны были достигать громадных значений. Возникновение столь же высоких давлений в растворах бензола и гептана, напротив, совершенно невероятно, так как пары этих растворов несомненно сильно препятствовали сжатию пузырька и жидкости вокруг него. Даже в том случае, если бы сжатие паров в обоих случаях происходило изотермически, давления в нитроглицерине превосходили бы давления в растворах на несколько порядков величины. Поэтому адиабатическое сжатие жидкости (если оно было непосредственной причиной инициирования) должно было вызвать взрыв скорее в нитроглицерине, чем в растворах бензола и гептана.

Между тем, как уже отмечалось, захлопывание сферических кавитационных полостей в нитроглицерине вообще не вызывало взрыва, тогда как в растворах бензола и гептана инициирование взрыва, наоборот, оказалось возможным.

Следовательно, единственной причиной возбуждения взрыва кавитацией был тепловой контакт раскаленных паров внутри захлопнувшегося кавитационного пузырька со взрывчатой жидкостью на его стенках. Однако в таком случае, согласно теории теплопроводности [7], температура этих раскаленных паров должна превышать тем-

пературу жидкости, необходимую для возбуждения взрыва, по меньшей мере в несколько раз, т. е. должна достигать нескольких тысяч градусов. При этом раскаленные и сильно сжатые пары будут испускать световое излучение, обладающее сплошным спектром.

Известно (см., например, [8]), что природа такого интересного явления, как сонолюминесценция, еще не может считаться окончательно выясненной. Предположения о том, что это явление представляет собою свечение электрических разрядов или триболюминесценцию, теперь уже противоречат многим экспериментальным фактам, в том числе и тому, что инициирование взрыва кавитацией происходит не при расширении, а именно при захлопывании кавитационной полости во взрывчатой жидкости. Соображения, изложенные в данной работе, кроме того, позволяют сделать и еще один важный вывод: природа сонолюминесценции (по крайней мере, в основном) несомненно тепловая.

Авторы благодарят Л. Д. Розенберга за обсуждение работы и ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Е. Гордеев, А. И. Сербинов, Я. К. Трошин. Возбуждение взрыва при захлопывании кавитационных пузырьков в жидких взрывчатых веществах. Докл. АН СССР, 1967, 172, 2, 383—385.
2. В. Е. Гордеев, А. И. Сербинов, Я. К. Трошин. Возбуждение взрыва жидких взрывчатых веществ кавитацией. Прикл. мех. и тех. физика, 1967, 1, 45—53.
3. А. И. Сербинов. Тепловой взрыв и изотермическое разложение взрывчатых веществ. Ж. физ. химии, 1959, 33, 12, 2641—2647.
4. В. Е. Гордеев, А. И. Сербинов, Я. К. Трошин, Г. И. Филатов. Иницирование взрывчатого превращения конденсированных ВВ посредством газовой детонации. Н.-т. пробл. горения и взрыва, 1965, 2, 12—21.
5. R. D. Ivanu, F. W. Hammit. Cavitation bubble collapse in viscous compressible liquids-numerical analysis. Trans. Amer. Soc. Mech. Engrs., 1965, 87, S. D. 4, 977—985.
6. R. Hickling, M. S. Plesset. Collapse and rebound of a spherical bubble in water. Phys. Fluids, 1964, 7, 1, 7—14.
7. А. В. Лыков. Теория теплопроводности. М., ГИТТЛ, 1952.
8. М. Г. Сиротюк. Ультразвуковая кавитация. Обзор. Акуст. ж., 1962, 8, 3, 255—272.

Институт химической физики АН СССР
Москва

Поступило в редакцию
18 марта 1967 г

УДК 534.28С

ПОГЛОЩЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКА В СМЕСИ АЦЕТОН — ВОДА

Дж. М. Давенпорт, Дж. Ф. Дилл, В. А. Соловьев, К. Фрич

Во многих растворах ассоциированных жидкостей наблюдается максимум на кривой зависимости поглощения звука от концентрации [1]. Для объяснения этого эффекта предлагались модели, в которых процесс ассоциации рассматривался как химическая реакция [2—4]. Эти модели не допускают прямого сравнения с опытом, так как параметры реакций определяются не из независимых измерений, а непосредственно из данных по поглощению звука. Предлагавшиеся квазихимические модели, как правило, исходили из представления об одиночной и одноступенчатой химической реакции, т. е. об одном времени релаксации. Это предположение маловероятно и в принципе необязательно для квазихимических моделей, но без него невозможны практические расчеты.

Другой подход к объяснению избыточного (по сравнению с чистыми компонентами) поглощения звука в растворах был развит в работах [5—7], где поглощение связывалось с релаксацией флюктуаций концентрации.

Из формулы для объемной вязкости, выведенной в работе [6], следует, что

$$\frac{\alpha}{\nu^2} = \frac{\rho c}{4} \frac{kTV^2}{\varphi^2} \left(\frac{\nu}{V} - \frac{a}{c_p} h \right)^2 \frac{1}{D} I(\omega), \quad (1)$$

где α — коэффициент поглощения, ν — циклическая и ω — круговая частота, ρ — плотность, c — скорость звука, k — постоянная Больцмана, a — коэффициент расширения,