



Коллапс кавитационных пузырьков, расположенных в вершинах правильных многогранников¹

Аганин А.А., Халитова Т.Ф.

Институт механики и машиностроения ФИЦ Казанский научный центр РАН, Казань

Введение

Кавитация используется во многих приложениях для решения таких практических задач, как ультразвуковая очистка, доставка лекарств в клетки, разрушения камней в почках и т.д. Коллапс пузырьков в жидкости вблизи твердого тела может оказывать на него негативное воздействие, такое как эрозия, износ и разрушение. В литературе наиболее изученным является сильное сжатие одиночного пузырька. В случае кластера пузырьков динамика каждого из них может существенно зависеть от соседних пузырьков. По сравнению с одиночным пузырьком пузырьки в кластере могут интенсивнее перемещаться, сильнее воздействовать на поверхности тел, иметь другие степени сжатия. Прямые численные модели на основе уравнений динамики жидкости и газа в частных производных в случае кластера пузырьков требуют больших затрат компьютерного времени [1]. В связи с этим при исследовании таких задач вводились дополнительные упрощения и применялись дискретные модели [2], модели сплошной двухфаз-

ной среды [3], методы граничных элементов [4]. Однако при оценке степеней сжатия и нагрева содержимого пузырьков (максимальных значений температуры и давления в пузырьках), такие модели могут давать большие погрешности. В данной работе применяется подход, в котором сочетаются преимущества дискретных моделей (вычислительная эффективность) и прямого численного моделирования (адекватность).

Особенности коллапса кавитационных пузырьков

Рассматривается совместный коллапс N сферических кавитационных (паровых) пузырьков в воде с давлением p_0 и температурой T_0 . Центры пузырьков находятся на сферической поверхности радиусом R_{cl} в вершинах правильных многогранников (Рис. 1 а)). Начало коллапса (момент времени $t = 0$) физически соответствует моменту перехода от расширения к сжатию паровых пузырьков, образованных лазерным или искровым пробоем жидкости. Поэтому при $t = 0$ скорость пара в пузырьках и окружающей жидкости принимается равной нулю, а давление в пузырьках p_{b0} равным давлению насыщенного пара воды $p_S(T)$ при $T = T_0$. Имеем $p_{b0} < p_0$, так что коллапс пузырьков обусловлен разницей давлений $p_0 - p_{b0}$. В настоящей работе начальный радиус пузырьков

¹Работа выполнена за счет гранта Российского научного фонда № 21-11-00100.

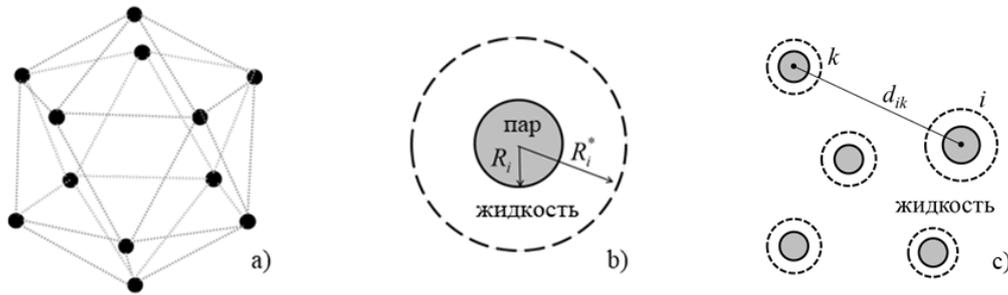


Рис. 1. а) кластер пузырьков с центрами в вершинах икосаэдра ($N = 12$), б) i -й пузырек кластера и окружающий его слой жидкости, в) фрагмент кластера пузырьков

$R_{i0} \approx 2$ мм, а радиус кластера $R_{cl} = 10R_{i0}$, где i — номер пузырька.

Используется математическая модель совместного коллапса кавитационных пузырьков, являющаяся комбинацией модели динамики одиночного кавитационного пузырька [5] и дискретной модели совместной динамики пузырьков в кластере [1]. Модель динамики одиночного кавитационного пузырька [5] применяется для описания динамики пара в пузырьках (т.е. в областях $r_i \leq R_i$) и динамики жидкости в окружающих пузырьки слоях $R_i \leq r_i \leq R_i^*$ (Рис. 1 б)). Здесь r_i — расстояние до центра i -го пузырька, R_i — радиус i -го пузырька, R_i^* — радиус внешней границы слоя. В этой модели учитывается теплопроводность пара и жидкости, вязкость и сжимаемость жидкости, испарение и конденсация на поверхности пузырька, поверхностное натяжение, применяются широкодиапазонные уравнения состояния пара и жидкости. Дискретная модель совместной динамики пузырьков в кластере [1] используется для описания динамики жидкости вне окружающих пузырьки слоев $R_i \leq r_i \leq R_i^*$. Перемещение и деформации пузырьков не учитываются, что приемлемо при достаточно больших расстояниях между пузырьками, когда $\max(R_i/d_{ik})^2 \ll 1$, где d_{ik} — расстояние между центрами i -го и k -го пузырьков (Рис. 1 в)). Расстояние между пузырьками d_{ik} в процессе сжатия полагается постоянным (равным стороне правильного многогранника). Жидкость вдали от пузырьков считается слабо сжимаемой. При этом роль пузырьков играют области $r_i \leq R_i^*$, а роль радиусов этих «пузырьков» играют внешние границы $r_i = R_i^*$.

Рис. 2 а) демонстрирует временные зависимости радиуса пузырьков кластера в том случае, когда пузырьки расположены в вершинах додекаэдра, и временную зависимость радиуса одиночного пузырька при коллапсе и последующем расширении в

варианте с температурой жидкости $T_0 = 20$ °С и ее давлением $p_0 = 20$ бар. Видно, что продолжительность коллапса одиночного пузырька и пузырьков кластера сильно различается. Это свидетельствует о значительном влиянии взаимодействия пузырьков.

Из Рис. 2 б) следует, что и радиальные распределения давления в пузырьках и окружающем их слое жидкости в конце коллапса также различаются. Давление в одиночном пузырьке и пузырьках кластера во втором и третьем из представленных моментов времени является пространственно неоднородным. Отметим, что в конце сжатия давление в пузырьках в кластере в форме додекаэдра оказываются ниже, чем в одиночном пузырьке, что характерно для больших значений давления жидкости p_0 .

Рис. 3 иллюстрирует случай коллапса пузырьков при $T_0 = 20$ °С, $p_0 = 1$ бар. С ростом N масса пузырьков в конце коллапса уменьшается, так что пузырьки сжимаются до меньшего объема и максимум давления в пузырьках (p_{bmax}) оказывается несколько больше (Рис. 3 а)). При этом с ростом N на большей части коллапса скорость сжатия пузырьков уменьшается и лишь в конце коллапса несколько возрастает. На рис. 3 б) видно, что максимум скорости сжатия пузырьков ($|\dot{R}|_{max}$) с повышением количества пузырьков незначительно повышается (на несколько процентов).

Из Рис. 3 б) следует, что при давлении жидкости $p_0 = 1$ бар степени сжатия пузырьков в кластере оказываются выше, чем в одиночном пузырьке. Рис. 3 б) также свидетельствует, что максимальное давление в пузырьках кластера с увеличением радиуса кластера стремится к соответствующему значению в одиночном пузырьке. Это означает, что влияние взаимодействия между пузырьками становится меньше.

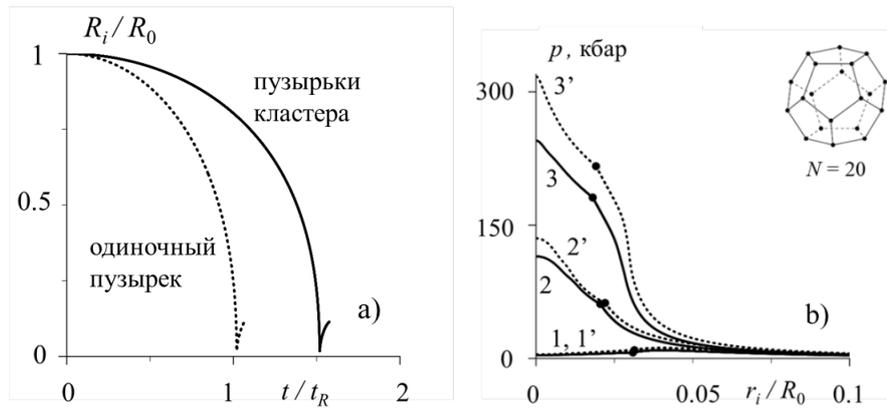


Рис. 2. а) изменение радиуса одиночного пузырька и пузырьков кластера с $N = 20$ при коллапсе при $T_0 = 20$ °С, $p_0 = 20$ бар, t_R – время коллапса пустого пузырька в несжимаемой жидкости, б) изменение радиальных профилей давления в пузырьке и окружающей жидкости в три момента времени финальной стадии сжатия пузырьков (точки соответствуют поверхности пузырьков, сплошные линии – пузырькам кластера, пунктирные – одиночному пузырьку)

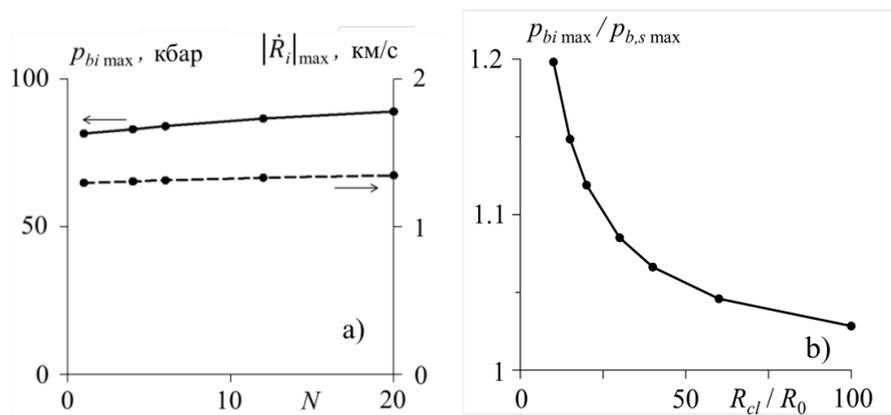


Рис. 3. а) зависимости максимального давления ($p_{bi \max}$) в пузырьках и максимальной скорости сжатия пузырьков ($|\dot{R}_i|_{\max}$) от их числа N в кластере и б) зависимость максимального давления ($p_{bi \max}$) в пузырьках кластера, отнесенного к максимальному давлению ($p_{b,s \max}$) в одиночном пузырьке от R_{cl}/R_0 при $N = 20$ в случае коллапса при $T_0 = 20$ °С, $p_0 = 1$ бар

Список литературы

- [1] *Tiwari A., Pantano C., Freund J.* Growth-and-collapse dynamics of small bubble clusters // *Journal of Fluid Mechanics*. 2015. V. 775. Pp. 1–23.
- [2] *Ida M. et al.* Suppression of cavitation inception by gas bubble injection: a numerical study focusing on bubble-bubble interaction // *Phys. Rev. E*. 2007. V. 76. P. 046309.
- [3] *Wang Y.-C., Brennen C. E.* Shock wave development in the collapse of a cloud of bubbles // *ASME Cavitation and Multiphase Flow Forum*. 1994. V. 194. Pp. 15–19.
- [4] *Blake J. R. et al.* Acoustic cavitation: the fluid dynamics of non-spherical bubbles // *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*. 1999. V. 357. Pp. 251–267.
- [5] *Нигматулин Р.И., Аганин А.А. и др.* Образование сходящихся ударных волн в пузырьке при его сжатии // *ДАН*. 2014. V. 458(3). Pp. 282–286.