

03;12

## **Индикация методом ядерного магнитного резонанса наличия или отсутствия конвективного движения в воде**

© Б.Г. Емец

Харьковский государственный университет

*Поступило в Редакцию 24 марта 1998 г.*

Методом ядерного магнитного резонанса определены характерные параметры эволюции ансамбля газовых пузырьков в жидкой среде, подвергнутой микроволновому облучению. Эти параметры позволяют сделать вывод о наличии или отсутствии конвективного движения в жидкости. Указывается на возможность "упрочнения" жидкости низкоинтенсивными радиоволнами.

При облучении жидкой среды электромагнитными волнами (ЭМВ) имеет место диссипация лучистой энергии, что ведет к неравномерному нагреванию объекта. В неравномерно нагретой жидкости при определенных условиях возможно механическое равновесие. Если же неоднородность температуры достаточно велика, то равновесие становится неустойчивым и сменяется конвективным движением. Для анализа физических процессов, происходящих в жидкости при облучении низкоинтенсивными ЭМВ необходимо точно знать, находится ли жидкий объект в механическом равновесии, или в нем присутствует конвекция. Как показано ниже, ответить на этот вопрос можно, используя ядерный магнитный резонанс (ЯМР) [1].

Отсутствие или наличие гидродинамической неустойчивости может быть определено по характеру эволюции газовых микропузырьков, которые всегда присутствуют в реальной жидкости. Если облучаемая жидкость не выведена из механического равновесия, то реализуется чисто теплопроводный режим переноса; при этом, за счет термокапиллярного эффекта осуществляется медленный дрейф пузырьков из относительно холодной области жидкого образца в более теплую область [2,3]. "Ползущее" движение воздушных пузырьков в область "тепловой линзы", созданной лучом маломощного гелий-неонового лазера наблюдало в [4]. Авторы [4] наблюдали рост размеров движущихся

пузырьков. Несомненно также возможность увеличения общего числа воздушных пузырьков, поскольку лазерный луч нагревает жидкость в окрестностях освещенной трассы, тем самым понижая растворимость газов на этом участке.

При наличии же конвективного движения на первый план выступают крупномасштабные перемещения слоев жидкости, которые вместе с пузырьками выносятся на свободную поверхность; благодаря этому пузырьки получают возможность покинуть жидкость.

Факт увеличения при облучении электромагнитными волнами размеров и числа воздушных пузырьков в жидкости, находящейся в механическом равновесии и факт уменьшения числа пузырьков, вызванного конвекцией, нами были учтены при выполнении настоящей работы. В [5] было показано, что разность скоростей поперечной ( $T_2^{-1}$ ) и продольной ( $T_1^{-1}$ ) ядерных магнитных релаксаций зависит от произведения  $\bar{R}\nu$ , где  $\bar{R}$  — усредненный радиус воздушных пузырьков, содержащихся в воде, а  $\nu$  — их количество в единице объема. Специально заметим, что везде в настоящем сообщении символом  $T_2^{-1}$  обозначается скорость поперечной ядерной магнитной релаксации, измеренная методом Карра-Парселла [1]. Мы использовали рабочую формулу, апробированную в [5] при измерениях на протонах воды, согласно которой произведение

$$\bar{R}\nu = (T_2^{-1} - T_1^{-1} - 0.05) / \frac{4}{3}\pi^3 D\tau^2 \gamma^2 H_0^2 (\chi_{v,a} - \chi_{v,w})^2.$$

Здесь  $D$  — коэффициент самодиффузии молекул воды, равный при температуре опыта (22°C)  $2.5 \cdot 10^{-9} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ,  $\tau$  — интервал времени между 90°- и 180°-импульсами в методе Карра-Парселла, в нашем опыте он равен  $2 \cdot 10^{-3} \text{ s}$ ;  $\gamma$  — гиромагнитное отношение для протона, равное  $2.68 \cdot 10^8 \text{ rad} \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{T}^{-1}$ ;  $H_0$  — напряженность поля магнита релаксометра, равная 0.371 T;  $\chi_{v,a}$  — объемная магнитная восприимчивость воздуха, равная  $3 \cdot 10^{-8}$ ;  $\chi_{v,w}$  — объемная магнитная восприимчивость воды, равная  $-7.2 \cdot 10^{-7}$ .

Дважды дистиллированная вода объемом  $0.6 \text{ cm}^3$  помещалась в стеклянную ампулу. Измерения необлученного образца при комнатной температуре дали произведение  $\bar{R}\nu = (4.8 \pm 1.2) \cdot 10^7 \text{ m}^{-2}$ . Затем образец подвергался получасовому микроволновому облучению из открытого конца волновода генератора типа 51-И (длина волны 3.2 cm). В результате облучения с плотностью потока мощности

$(1.0 \pm 0.1) \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$  произведение  $\bar{R}\nu$  увеличилось, приняв значение  $(7.2 \pm 1.4) \cdot 10^7 \text{ m}^{-2}$ . После облучения с большей плотностью потока мощности —  $(2.6 \pm 0.1) \text{ mW} \cdot \text{cm}^{-2}$  произведение  $\bar{R}\nu$  уменьшилось по сравнению с этим параметром для необлученного образца и составило  $(2.3 \pm 1.2) \cdot 10^7 \text{ m}^{-2}$ . Следует думать, что в первом случае жидкость находилась в механическом равновесии — пузырьки медленно перемещались в поле температурного градиента; их размеры и количество увеличивались. Во втором случае большая плотность потока мощности обеспечила возникновение конвективного движения, способствующего удалению из жидкости воздушных пузырьков.

В гидродинамике показано, что появление конвективной составляющей теплового потока, нарушающей чисто теплопроводный механизм переноса тепла, происходит при достижении критического числа Рэлея  $Rl = g\beta\Delta\Theta L^3\rho/(\eta \cdot k)$  [6]. Здесь  $g$  — ускорение свободного падения;  $\beta$  — коэффициент теплового расширения;  $L$  — характерная длина полости;  $\Delta\Theta$  — характерная разность температур;  $\rho$  — плотность жидкости;  $\eta$  — динамическая вязкость;  $k$  — коэффициент теплопроводности. Значение числа Рэлея для воды экспериментально определено в [7]:  $Rl = 1700 \pm 51$ . Оценка показывает, что в случае геометрических размеров нашего образца конвективный режим наступает при разности температур на его границах около  $0.4^\circ\text{C}$ . Действительно, в ходе микроволнового облучения отмечено (с помощью термопары) повышение температуры на  $0.3^\circ\text{C}$ .

Таким образом, метод ЯМР дает возможность зафиксировать момент, когда в жидкости вследствие внешних воздействий возникает конвекционное движение. Установление этого момента может быть использовано для решения задач гидромеханики. Помимо этого, появляется возможность фиксировать то значение плотности потока мощности электромагнитных волн, начиная с которого эффективно идет удаление воздушных пузырьков из жидкого образца. Поскольку реальная прочность жидкости на разрыв (кавитационная прочность) зависит от концентрации содержащегося в ней свободного воздуха [8], оказывается возможным, удалив пузырьки с помощью электромагнитных волн, ”упрочнить” жидкость, сохранив при этом практически неизменной ее температуру.

## Список литературы

- [1] *Abragam A.* The Principles of Nuclear Magnetism. Oxford.: Clarendon Press, 1961, 560 p; на русск. яз.: *Абрагам А.* Ядерный магнетизм. М.: Изд. ин. лит., 1963. 551 с.
- [2] *Левич В.Г.* Физико-химическая гидродинамика. М.: Физматгиз, 1959. 699 с.
- [3] *Levich V.G., Krylov V.S.* // Ann. Rev. of Fluid. Mech. V. 1. Palo-Alto, Calif. 1969. P. 293–316.
- [4] *Яровая Р.Г., Макаровский Н.А., Лушишко Н.А.* // ЖТФ. 1988. Т. 58. № 7. С. 1375–1380.
- [5] *Емец Б.Г.* // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. № 13. С. 42–45.
- [6] *Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М.* Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М.: Наука, 1972. 392 с.
- [7] *Silveston P.L.* // Forsch. Ing. Wes. 1958. V. 24. N 29. P. 59–64.
- [8] *Messino D., Sette D., Wanderlingh F.* // J. Acoust. Soc. Amer. 1963. V. 35. N 10. P. 1575–1586.