

01

© 1991

К ВОПРОСУ ОБ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ПРОВЕРКЕ
ТЕОРИИ ДАЛЬНОДЕЙСТВУЮЩИХ РАДИАЦИОННЫХ СИЛ

С.Т. З а в т р а к

Недавно было установлено, что между малыми частицами, совершающими вынужденные колебания в переменных внешних полях, возникают средние по времени и квадратичные по амплитуде поля дальнедействующие силы радиационного взаимодействия [1-9]. Зависимость этих сил от расстояния между частицами практически одинакова и в случаях взаимодействия газовых пузырьков и твердых частиц в сжимаемой жидкости в поле звуковой волны [1-2], и в случаях радиационного взаимодействия между зарядами и между магнитными моментами во внешнем электромагнитном поле [3-6]. Классическая теория построена в работах [1-6], квантовая - в [7-9].

Дальнедействующие ($\sim r^{-1}$) радиационные силы содержат значопеременные составляющие двух типов. Первый тип направлен вдоль линии, соединяющей центры частиц, и соответствует их притяжению либо отталкиванию. Второй тип направлен вдоль локального градиента поля внешней волны и приводит к вращению частиц друг относительно друга. Первый тип был обнаружен Б.Е. Немцовым в [1] при рассмотрении задачи о взаимодействии газовых пузырьков в сжимаемой жидкости в поле звуковой волны. Силы, действующие на пузырьки, оказались неравными вследствие нарушения замкнутости такой системы. Второй тип в работе [1] был утерян.

До настоящего времени, несмотря на подробное теоретическое исследование структуры указанных сил, отсутствуют прямые эксперименты, подтверждающие их существование. Дело осложняется тем, что уравнения движения пары частиц во внешнем высокочастотном поле в результате совокупного действия как обычных короткодействующих ($\sim r^{-n}$, $n \geq 2$) сил (Бьёркнеса, Кёнига, кулоновских), так и дальнедействующих ($\sim r^{-1}$), трудно разрешимы.

Целью настоящей статьи является попытка предложить реализацию такого эксперимента, который позволил бы непосредственно выделить только один (первый) тип дальнедействующих радиационных сил. Тем самым были бы значительно облегчены условия наблюдения и подтверждения теории.

Соответствующий эксперимент может быть реализован на паре газовых пузырьков, взаимодействующих в жидком диэлектрике под воздействием переменного электрического поля. Наличие такого поля с напряженностью $\vec{E} = \vec{E}_0 \cos \omega t$ приводит к изменению

свободной энергии системы и к появлению избыточного давления, деформирующего пузырек [10]:

$$\Delta P = \Delta P_0 (1 + \cos 2\omega t) = \frac{3}{16\pi} \frac{\varepsilon_l E_0^2 (\varepsilon_g - \varepsilon_l)}{(\varepsilon_g + 2\varepsilon_l)} (1 + \cos 2\omega t). \quad (1)$$

Здесь ε_l и ε_g — соответственно диэлектрические проницаемости жидкости и газа, содержащегося в пузырьках. Величина ΔP может достигать весьма больших значений для пузырьков воздуха в обычной дистиллированной воде ($\varepsilon_l \approx 81$, $\varepsilon_g \approx 1$) [10]. Избыточное давление состоит из двух частей: статической ΔP_0 и переменной $\Delta P_0 \cos 2\omega t$ (но с удвоенной частотой). Статический член изменяет средний радиус пузырька $R_{1,2} \rightarrow \tilde{R}_{1,2} = R_{1,2} \left(1 + \frac{\Delta P_0}{P_0}\right)^{-1/3}$, где P_0 — статическое давление в отсутствие поля. Кроме того, изменяется резонансная частота каждого из пузырьков $\omega_{1,2} \rightarrow \tilde{\omega}_{1,2} = \omega_{1,2} \left(1 + \frac{\Delta P_0}{P_0}\right)^{5/6}$.

В уравнении пульсаций каждого из пузырьков необходимо учесть не только избыточное давление $\Delta P_0 \cos 2\omega t$, но и волну, создаваемую соседним пузырьком (взятую, естественно, в запаздывающий момент времени). Поскольку процедура вычисления полных сил радиационного воздействия на пузырьки подробно разработана в [2, 6], приведем лишь окончательные их выражения:

$$\vec{F}_1 = \alpha \frac{\vec{r}}{r^3} \left[\cos(K_{ac}r + \chi_2 - \chi_1) + K_{ac}r \sin(K_{ac}r + \chi_2 - \chi_1) \right], \quad (2)$$

$$\vec{F}_2 = -\alpha \frac{\vec{r}}{r^3} \left[\cos(K_{ac}r + \chi_1 - \chi_2) + K_{ac}r \sin(K_{ac}r + \chi_1 - \chi_2) \right], \quad (3)$$

где

$$\alpha = \frac{2\pi \tilde{R}_1 \tilde{R}_2 \Delta P_0^2}{\rho \Omega^2 \left[(\tilde{\omega}_1^2 / \omega^2 - 1)^2 + \delta_1^2 \right]^{1/2} \left[(\tilde{\omega}_2^2 / \omega^2 - 1)^2 + \delta_2^2 \right]^{1/2}},$$

$$\operatorname{tg} \chi_{1,2} = \frac{\delta_{1,2}}{\tilde{\omega}_{1,2}^2 / \omega^2 - 1}, \quad K_{ac} = \omega / c_{ac}, \quad \Omega = 2\omega,$$

$\delta_{1,2}$ — постоянные затухания пузырьков, c_{ac} — скорость звука в диэлектрике, ρ — его плотность.

Обратим внимание на то, что выражения (2)–(3) содержат в себе короткодействующий ($\sim r^{-2}$) и дальнедействующий ($\sim r^{-1}$) вклады только 1-го типа. Обычная сила радиационного воздействия (соответствующая изолированным пузырькам) и дальнедействующий вклад 2-го типа отсутствуют. Это обстоятельство связано с тем, что на звуковых и ультразвуковых частотах длина электромагнитной волны в жидком диэлектрике намного (на 5 порядков) превос-

ходит соответствующую этой частоте длину звуковой волны. Поэтому электрическое поле и избыточное давление ΔP можно считать пространственно однородными (градиенты отсутствуют).

Анализ уравнений относительного движения газовых пузырьков, аналогичный [11], показывает, что в переменном электрическом поле пузырьки могут образовывать устойчивые связанные пары за счет дальнедействующих сил 1-го типа. В случае одинаковых пузырьков такие связанные состояния соответствуют минимумам функции $\phi(\vec{r}) = -\cos(k_{ac}r)/r$.

Поэтому предложенный эксперимент ввиду его простоты может послужить основой экспериментальной проверки существования одного из типов дальнедействующих радиационных сил.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Немцов Б.Е. // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 8. В. 2. С. 858-861.
- [2] Дойников А.А., Завтрак С.Т. // Акустический журнал. 1990. Т. 36. В. 3. С. 429-432.
- [3] Завтрак С.Т. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 9. С. 14-16.
- [4] Завтрак С.Т. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 16. С. 13-15.
- [5] Завтрак С.Т. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. В. 3. С. 86-89.
- [6] Z a v t r a k S.T. // J. Phys. A: Math. Gen. 1990. V. 23. N 9. P. 1493-1499.
- [7] Z a v t r a k S.T. // J. Phys. A: Math. Gen. 1990. V. 23. N 12. P L599-L602.
- [8] Z a v t r a k S.T., К о м а р о в L.I. // J. Phys. A: Math. Gen. 1990. V. 23. N 23. P. 5547 - 5553.
- [9] З а в т р а к С.Т., К о м а р о в Л.И. // Теоретическая и математическая физика. 1990. Т. 84. В. 3. С. 431-445.
- [10] З а в т р а к С.Т., К о р о б к о Е.В. // ЖТФ. 1991. Т. 61. В. 3. С. 177-179.
- [11] Д о й н и к о в А.А., З а в т р а к С.Т. // Акустический журнал. 1989. Т. 35. В. 2. С. 256-259.

Белорусский
государственный
университет
им. В.И. Ленина

Поступило в Редакцию
24 августа 1991 г.