

02;03

## Выход DD-реакции в процессе электрического пробоя кавитационных пузырьков в диэлектрических дейтерированных жидкостях

© А.Г. Липсон, В.А. Кузнецов, Дж. Майли

Институт физической химии РАН, Москва  
University of Illinois at Urbana–Champaign, Department of Nuclear,  
Plasma & Radiological Engineering, Urbana IL 61801, USA

В окончательной редакции 11 сентября 2003 г.

Показано, что эмиссия нейтронов, наблюдаемая в диэлектрических дейтерированных жидкостях ( $C_3D_6O$  и  $D_2O$ ) в процессах кавитации может быть полуколичественно объяснена в рамках ускорительной модели. Эта модель предполагает возникновение нескомпенсированного заряда на стенках кавитационного пузырька, обеспечивающего искровой пробой при достижении пузырьком максимального радиуса.

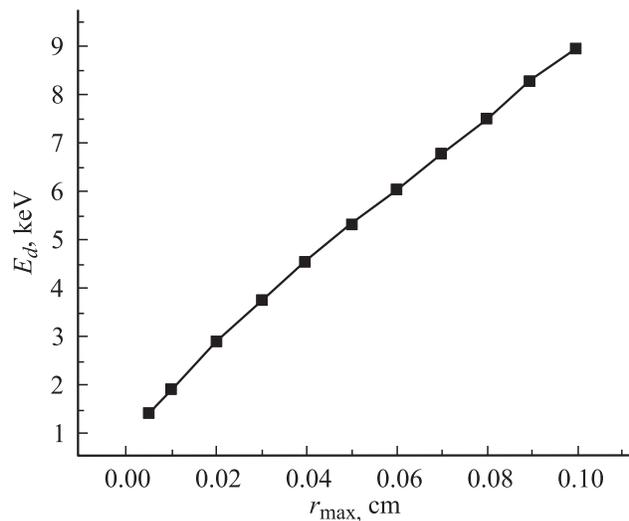
Недавно в [1] были опубликованы противоречивые данные о генерации нейтронов и трития при образовании и схлопывании кавитационных пузырьков большого радиуса ( $r_{max}$ ) в процессе сонолюминесценции (СЛ) в дейтерированном ацетоне ( $C_3D_6O$ ). Следует отметить, что на самом деле впервые выход нейтронов (хотя и меньшей интенсивности) наблюдали еще двенадцатью годами ранее [2,3] при многопузырьковой кавитации в  $D_2O$  с титановым вибратором. В отличие от этих работ, авторы [1] утверждают что, согласно их расчетам, температура при схлопывании кавитационных пузырьков (иницированных затравочными 14 MeV нейтронами в звуковом поле) достигала  $T \sim 10^7$  К. Поэтому они рассматривали детектируемые продукты DD-реакции как сигнатуру термоядерных реакций при кавитационном воздействии на дейтерированный ацетон.

В настоящей работе мы покажем, что в рамках представлений об электрическом пробое кавитационных пузырей большого радиуса ( $r_{max} \sim 1$  mm) в дейтерированных жидкостях можно ожидать детектируемый выход нейтронов, сильно зависящий от конечного радиуса пузыря.

Будем исходить из известного положения (по аналогии с разрушаемыми твердыми диэлектриками и полупроводниками [4]) о том, что при формировании кавитационных пузырьков, т.е. при нарушении сплошности диэлектрической жидкости, поверхность стенок пузырька будет электрически заряжена (нести нескомпенсированный электрический заряд). Действительно, при  $T = 0^\circ\text{C}$  электропроводность жидкого ацетона  $\gamma = 6 \cdot 10^{-8} \Omega^{-1} \cdot \text{cm}^{-1}$  сравнима с электропроводностью молекулярных кристаллов (при  $T = 22^\circ\text{C}$   $\gamma$  примерно на один порядок выше), при когезионном разрушении которых на свежесформированной поверхности образуется зарядовая мозаика с плотностью зарядов  $10^{10} - 10^{11} \text{e/cm}^2$ . Аналогичная величина плотности зарядов была получена для многопузырьковой кавитации в воде согласно оценкам [5]. Мы будем рассматривать простейшую модель, в которой нижняя половина кавитационного пузырька несет положительный заряд, а верхняя — отрицательный. На начальной стадии расширения пузырька сразу после его образования ( $r \geq r_0 = r_{\min}$ ) давление внутри пузыря велико ( $p \sim 10^3 \text{ atm}$ ,  $T > 10^3 \text{ K}$ ). Это, с одной стороны, предотвращает пробой газа внутри пузырька, а с другой — способствует быстрой релаксации заряда на его стенках вследствие резкого увеличения их электропроводности при высокой температуре. Кроме того, малое расстояние между противоположно заряженными поверхностями препятствует развитию каскадных процессов формирования искрового разряда. И только при  $r \rightarrow r_{\max}$ , когда давление и температура в пузыре приближаются к нормальным условиям ( $p \sim 1 \text{ atm}$ ,  $T = 300 \text{ K}$ ), реализуются условия пробоя газа (паров  $\text{C}_3\text{D}_6\text{O}$ ) в пузыре. Отметим, что аналогичный пробой при нарушении адгезионных (когезионных) связей наблюдается в твердых диэлектриках [4].

Поскольку электрическая прочность паров ацетона составляет 98% от аналогичного значения газообразного азота/воздуха [6], то для определения напряженности электрического поля искрового пробоя пузырька в первом приближении целесообразно использовать известную пробойную зависимость воздуха (при  $p = 1 \text{ atm}$ ) как функцию  $E(h)$ , где  $h$  — расстояние между электродами, в случае пузырька  $h = 2r_{\max}$ . Поэтому максимальная энергия положительно заряженных дейтронов, бомбардирующих отрицательно заряженную стенку пузырька, определится как  $E_d = 2Er_{\max}$ .

Как видно из рис. 1, значения энергии дейтронов  $E_d$ , ускоренных в искровом разряде в пузырьках радиусом 0.1–1.0 mm, находятся в



**Рис. 1.** Расчетная зависимость максимальной энергии дейтронов от максимального радиуса кавитационного пузырька в дейтерированном ацетоне, построенная на основе закона Пашена для воздуха при  $p = 1 \text{ atm}$  [13] с использованием формулы (1).

интервале 1.8–8.9 keV. Количество дейтронов, ускоренных в разряде в одном пузырьке, может быть оценено следующим образом:

$$N_d = 4\pi\alpha_i n_L r_{\max}^3, \quad (1)$$

где  $\alpha_i$  — степень ионизации дейтерия в искровом разряде при  $p = 1 \text{ atm}$ , оцениваемая как  $\alpha_i = 2.6 \cdot 10^{-5}$  [6];  $n_L$  — число Лошмидта. В рамках ускорительной модели, предполагающей бомбардировку стенок пузырьков дейтеронами с энергией  $E_d$  из искрового разряда, полный выход нейтронов при кавитации можно выразить как

$$Y_n = N_b N_d \omega_s Y(E_d), \quad (2)$$

где  $N_b = 10^3$  — число кавитирующих пузырей в резонаторе и  $\omega_s = 1.9 \cdot 10^4 \text{ Hz}$  — частота звукового поля [1], а  $Y(E_d)$  — выход DD-реакции из толстой мишени в процессе бомбардировки стенок

пузырька дейтеронами с энергией  $E_d$  [7]:

$$Y(E_d) = \int_0^{E_d} N_D \sigma(E_d) (dE/dx)^{-1} dE,$$

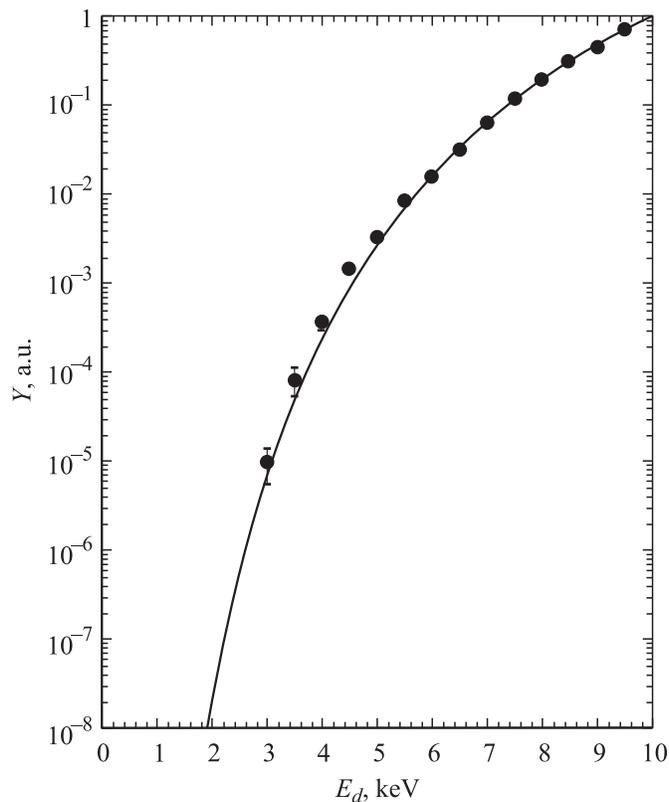
где  $N_d = 6.4 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$  — концентрация дейтерия в  $\text{C}_3\text{D}_6\text{O}$ ;  $\sigma(E_d)$  — сечение DD-реакции в функции от  $E_d$  [7];  $dE/dx \sim v_d$  (где  $v_d$  — скорость дейтерона) [8] — тормозная способность дейтеронов в ацетоне. Данные  $dE/dx$  для жидкого ацетона отсутствуют, однако здесь в первом приближении мы используем значения  $dE/dx$  для металлического  ${}^3\text{Li}^7$  [9], поскольку эффективный средний атомный заряд 3 и плотность  $\rho = 0.87 \text{ g/cm}^3$  для  $\text{C}_3\text{D}_6\text{O}$  практически совпадают с аналогичными характеристиками металлического  $\text{Li}^7$ . Отметим, что  $Y(E_d)$  при низких энергиях  $E_d$  является аппроксимацией известного приближения Боша и Халле (рис. 2) [10].

Итак, в полном виде выход нейтронов при кавитации в  $\text{C}_3\text{D}_6\text{O}$ , осуществлявшейся согласно условиям работы [1], в предположении об искровом пробое промежутка между заряженными стенками пузырька оценится как:

$$Y_n = 8\pi\alpha_i n_L N_b \omega_s r_{\max}^3 \int_0^{E_d} N_D \sigma(E_d) (dE/dx)^{-1} dE. \quad (3)$$

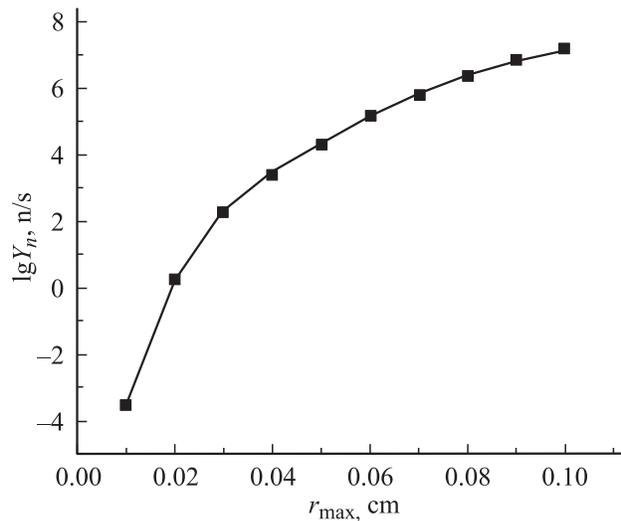
Как следует из рис. 3, при  $r_{\max} = 0.3\text{--}1.0 \text{ mm}$  [1] и  $E_d \sim 3.7\text{--}8.8 \text{ keV}$  (рис. 1) значение выхода нейтронов  $Y_n$  находится в интервале  $\sim 10^2\text{--}10^7 \text{ n/s}$  в телесный угол  $4\pi$ , что удовлетворительно соответствует экспериментальным данным работ [1,11]. При уменьшении максимального радиуса пузырька до значений  $r_{\max} < 0.01 \text{ cm}$  выход нейтронов резко падает до недетектируемых величин. Отметим, что при нахождении  $Y_n$  мы использовали приближение Боша–Халле для определения сечения DD-реакции и пренебрегли эффектами усиления выхода DD-реакции, характерными для большинства металлов при их бомбардировке дейтеронами низких энергий [12,13].

Подобный эффект усиления (экранирования), возможно, имеет место в процессе многопузырьковой кавитации с титановым вибратором, осуществленном в приоритетной работе [2]. В этом эксперименте кавитационные пузырьки взаимодействуют с поверхностью  $\text{TiD}_2$ -вибратора,



**Рис. 2.** Нормализованный выход DD-реакции из толстой мишени в функции от энергии бомбардирующего дейтерона (жирная линия), построенный согласно формуле (4) в соответствии с приближением Боша и Халле в отсутствие усиления DD-реакции (bare yield); черными кружками обозначен экспериментальный выход реакции  $D(d, p)T$  из Au-мишени на ускорителе.

в результате чего происходит разряд между стенкой пузырька и металлической поверхностью. Предполагается, что максимальный радиус пузырька в многопузырьковой кавитации с вибратором мал и лежит в интервале  $50\text{--}100\ \mu\text{m}$  [5]. При этом, согласно рис. 1, значения энергий дейтронов в разряде между положительно заряженной стенкой пузырька и поверхностью Ti составят  $E_d = 1.30\text{--}1.84\ \text{keV}$ . Число пузырей,



**Рис. 3.** Расчетный выход нейтронов в телесный угол  $4\pi$ , полученный согласно формуле (5) для дейтерированного ацетона [1], в функции от максимального радиуса кавитационных пузырьков.

поступающих в единицу времени на вибратор, согласно оценкам [5], для многопузырьковой кавитации составляет  $N_b \sim 10^6$  bubbles/s, а значение концентрации дейтерия в мишени ( $\text{TiD}_2$  [3]) —  $N_D = 1.13 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ . С учетом фактора усиления DD-реакции  $f_{\text{DD}} \sim 5 \cdot 10^2 - 1 \cdot 10^5$ , характерного для Ti-мишеней при их бомбардировке в тлеющем разряде при  $(E_d)_{\text{lab}}$ , лежащей между 1.8 и 1.3 keV [14], получим для  $Y_n = 0.2 - 8.0 \text{ n/s}$  в телесный угол  $4\pi$ . Эта оценка удовлетворяет экспериментальным данным (0.5–1.0 n/s) [2,3].

Таким образом, мы показали, что эмиссия нейтронов в диэлектрических дейтерированных жидкостях ( $\text{C}_3\text{D}_6\text{O}$  и  $\text{D}_2\text{O}$ ) может быть, в принципе, объяснена с позиций ускорительной модели. Ожидается, что выход нейтронов должен сильно зависеть от радиуса пузырька (т.е. регулироваться амплитудой звукового давления). Следует отметить, что дальнейшее увеличение размеров  $r_{\max} > 0.1 \text{ cm}$  в  $\text{C}_3\text{D}_6\text{O}$ , по-видимому, не приведет к увеличению выхода нейтронов в связи либо с увеличением вероятности более раннего пробоа (вследствие несимметричности пузыря [15]), либо с утечкой заряда.

При кавитации с использованием Ti-вибратора [2,3] наблюдение слабой эмиссии нейтронов даже при  $r_{\max} < 0.01$  cm становится возможным за счет процессов усиления DD-реакции в металлических мишенях, наблюдаемых при их бомбардировке низкоэнергетическими дейтеронами [12–14].

Авторы благодарны проф. К. Суслику за полезное обсуждение.

## Список литературы

- [1] *Taleyarkhan R.P. et al. // Science. 2002. V. 295. P. 1868–1872.*
- [2] *Lipson A.G., Klyuev V.A., Deryaguin B.V. et al. // Sov. Tech. Phys. Lett. (Pisma v Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki). V. 16. N 10. P. 763–768.*
- [3] *Lipson A.G., Lyakhov B.F., Saunin E.I. et al. // Technical Physics. 1993. V. 38. N 7. P. 623–629.*
- [4] *Дерягин Б.В., Кротова Н.А., Смилга В.П. Адгезия твердых тел. М.: Наука, 1977. 280 с.*
- [5] *Маргулис М.А. Звукохимические реакции и сонолюминесценция. М.: Химия, 1986. 288 с.*
- [6] *Капцов Н.А. Электрические явления в газах и вакууме. Изд. 2. М.–Л.: Гостехтеоретиздат, 1950. 624 с.*
- [7] *Yuki H., Sato T., Kasagi J. et al. // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 1997. V. 23. P. 23–29.*
- [8] *Eder K., Semrad D., Bauer P. et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. P. 4112–4117.*
- [9] *Anderson H.H., Ziegler J.F. Hydrogen Stopping Powers and Ranges in All Elements. New York: Pergamon Press, 1977.*
- [10] *Bosch Y.S., Halle G.M. // Nucl. Fusion. 1994. V. 32. P. 611–619.*
- [11] *Shapira D., Saltmarsh M. // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 89. P. 104302.*
- [12] *Yuki H., Kasagi G., Lipson A.G. et al. // JETP Lett. 1998. V. 68. N 11. P. 823–828.*
- [13] *Raiola F., Migliardi P., Gyurky G. et al. // Eur. Phys. J. 2002. V. A13. P. 377–384.*
- [14] *Miley G.H., Lipson A.G. // Proc. 11 th Int. Conf. on Emerging Nuclear Energy Systems, Albuquerque, N.M., 2002. P. 382–387.*
- [15] *Didenko Yu.T., Suslick K.S. // Nature. 2002. V. 418. P. 394–397.*