

Оценка нейтронного выхода при ударном сжатии дейтериевого пузырька в нелетучей жидкости

Е.А. Смородов, Р.Н. Галияхметов

Аннотация

Предложен метод расчета нейтронного выхода при коллапсе пузырька дейтерия в жидкости с пренебрежительно малым давлением насыщенных паров. Показано удовлетворительное совпадение результатов расчета с экспериментальными данными [1]. Получены зависимости выхода нейтронов от параметров сжатия пузырька и показано, что в условиях эксперимента по ударному сжатию пузырька дейтерия [1] возможно получение нейтронного выхода до 10^5 нейтронов/коллапс.

Экспериментальный факт генерации нейтронов при ударном сжатии дейтериевого пузырька в глицерине, полученный в работе [1], требует хотя бы приблизительной оценки выхода нейтронов в условиях эксперимента.

Сложность проведения подобных оценок связана с двумя основными причинами. Первая из них – неоднозначность результатов теоретических исследований термодинамических параметров сжатого газа в пузырьке. Различные физические модели динамики пузырька дают на порядки различающиеся температуры, давления и плотности сжимаемой среды. Так, например, в работах [2,3], на основании расчетов с учетом динамики газа в пузырьке, получены значения температуры в 10^6 - 10^7 К, а в других работах, в том числе и экспериментальных [4,5], максимальная температура не превышает $(2-4) \cdot 10^4$ К.

Вторая причина связана с отсутствием данных по сечениям ядерных реакций при относительно невысоких температурах. Так, например, в фундаментальном труде по методам ядерного синтеза [6] имеются данные по сечениям в температурной области 1 кэВ и выше (1 эВ соответствует примерно $1,1 \cdot 10^4$ К), в то же время, выход нейтронов в DD-реакции имеет место и при энергиях в сотни эВ, а возможно и более низких [7].

В этой работе мы попытаемся оценить выход нейтронов в условиях эксперимента [1] в следующих предположениях:

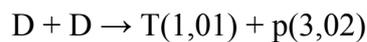
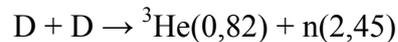
1. Нет массообмена между жидкостью и газом. Это означает, что число молекул в пузырьке остается постоянным (нет испарения жидкости и диффузии газа в пузырек), что

допустимо для нелетучей (давление насыщенных паров $P_s=0$) и предварительно дегазированной жидкости.

2. Процесс сжатия считается адиабатическим.
3. Пузырек сохраняет сферическую форму до конца сжатия.
4. Жидкость считается несжимаемой.

Эти условия позволяют использовать хорошо известное уравнение движения кавитационного пузырька Рэля-Плессета, численные решения которого не представляют сложностей и хорошо отработаны. Мы не будем на них останавливаться и примем, что функция изменения радиуса пузырька $R(t)$ нам известна при любых значениях параметров (начальный радиус R_0 , начальное давление в пузырьке P_0 , вязкость жидкости и поверхностное натяжение μ и σ , показатель адиабаты γ и пр.).

5. Выход нейтронов обусловлен обычными, «горячими» каналами реакции DD-синтеза:



Число нейтронов, возникших при коллапсе дейтериевого пузырька, может быть вычислено по известному в теории ядерных реакций соотношению [6]

$$N = \frac{1}{2} \int_0^{t_c} n_D^2 \cdot (\overline{\sigma v}) \cdot V \cdot dt, \quad (1)$$

где t_c – время коллапса пузырька,

n_D – концентрация дейтронов, м^{-3} ,

V – объем плазмы, м^3 ,

$(\overline{\sigma v})$ – средневзвешенное сечение реакции $D({}^3\text{He}, n)D$, $\text{м}^3/\text{с}$.

В работе Р.И. Нигматулина [2], в которой проводится теоретическое обоснование результатов экспериментов по соносинтезу группы Талейархана [8,9], при использовании формулы (1) сечение реакции считалось постоянным $(\overline{\sigma v}) = 10^{-30} - 10^{-32} \text{ м}^3/\text{с}$, временной промежуток существования плазмы принимался равным $\Delta t = 10 - 50 \text{ пс}$, а концентрация дейтронов $n_D = 10^{29} \text{ м}^{-3}$. Такой, достаточно произвольный выбор параметров, конечно, не способствовал повышению точности оценок нейтронного выхода соносинтеза.

Концентрация ядер дейтерия n_D изменяется в процессе коллапса и может быть вычислена (в наших предположениях об отсутствии массообмена) из уравнения состояния идеального газа:

$$n_D = \frac{2P_0 N_A}{R_g T_0} \left(\frac{R_0}{R(t)} \right)^3 \quad (\text{м}^{-3}) \quad (2)$$

где $R_g = 8,31$ Дж/(моль·К) – универсальная газовая постоянная,

$N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ – число Авогадро.

Нижние нулевые индексы означают, что параметры соответствуют моменту начала коллапса, а число 2 в числителе учитывает, что в молекуле дейтерия D_2 имеется два дейтрона.

Для вычисления сечения реакции $(\overline{\sigma v})$ воспользуемся экстраполяцией экспериментальных данных, приведенных в [6] (табл.1).

Таблица 1

Данные по сечениям реакции $D(^3\text{He}, n)D$ в области малых энергий [6]

Температура дейтрона T, кэВ	$(\overline{\sigma v})$, м ³ /с
1	$9,62 \cdot 10^{-29}$
1,5	$6,47 \cdot 10^{-28}$
2	$2,60 \cdot 10^{-27}$
3	$1,45 \cdot 10^{-26}$
4	$4,23 \cdot 10^{-26}$
5	$8,94 \cdot 10^{-26}$
6	$1,55 \cdot 10^{-25}$
7	$2,46 \cdot 10^{-25}$
8	$3,55 \cdot 10^{-25}$
9	$4,82 \cdot 10^{-25}$

В работе [6] рекомендуется в качестве экстраполяционной функции для расчета сечения реакции использовать семипараметрическую функцию вида

$$(\overline{\sigma v}) = 10^{-6} \cdot \exp(a_1/T^r + a_2 + a_3 \cdot T + a_4 \cdot T^2 + a_5 \cdot T^3 + a_6 \cdot T^4) \quad (3)$$

Подбор параметров по исходным данным табл.1 дает следующие значения:

a_1	a_2	a_3	a_4	a_5	a_6	r
-17,025	-37,585	4,94	-1,14	0,123	$-4,96 \cdot 10^{-3}$	$8,30 \cdot 10^{-2}$

Погрешность экстраполяции по (3) в диапазоне температур от 1 до 10 кэВ не превышает 5%. При экстраполяции в область малых температур (0,01-0,1 кэВ) функция такого вида дает, по-видимому, завышенные результаты. По этой причине, а также исходя их наиболее простого аналитического вида, нами была принята экстраполяция в виде степенной зависимости:

$$\overline{(\sigma v)} = 1,2076 \cdot 10^{-28} \cdot T^{4,1494} \text{ (м}^3/\text{с)}, \quad (4)$$

где температура T выражена в кэВ.

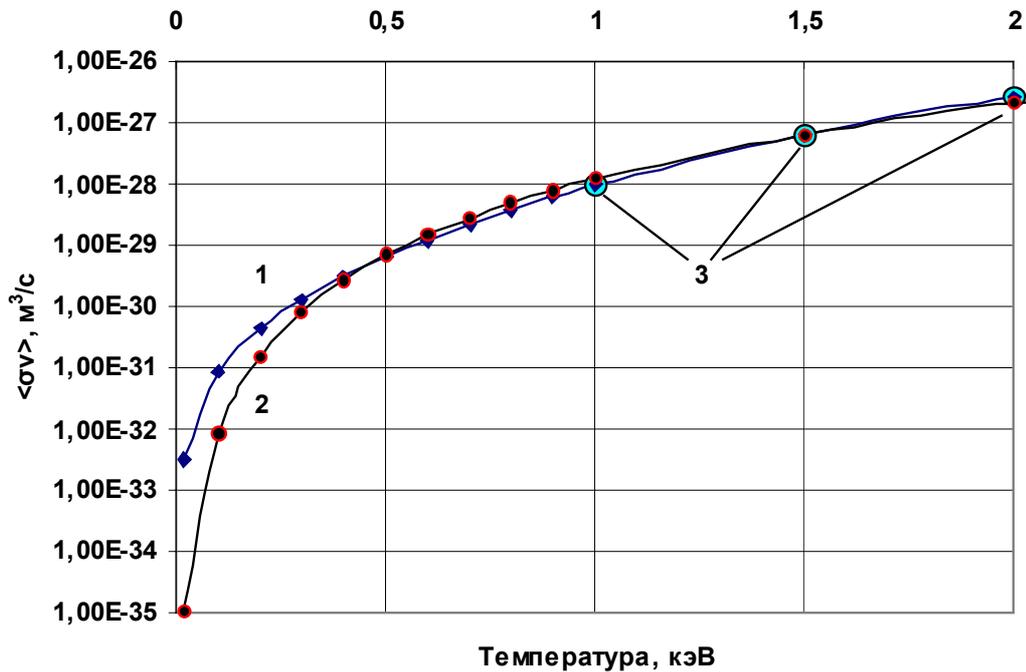


Рис.1. Зависимость сечения реакции $D(^3\text{He}, n)D$ от энергий дейтронов. 1 – экстраполяция по формуле (3); 2 – экстраполяция по степенной зависимости (4). 3 - экспериментальные точки из работы [6].

Сравнение экстраполяционных зависимостей (3) и (4) приведено на рис.1.

С переводом энергетических единиц в температурные:

$$E = \frac{3}{2} kT_0 \left(\frac{1}{1000 \cdot e} \right) \left(\frac{R_0}{R(t)} \right)^{3(\gamma-1)} \quad (\text{кэВ}) \quad (5)$$

получим

$$(\overline{\sigma v}) = 1,2076 \cdot 10^{-28} \cdot \left[\frac{3}{2} k T_0 \left(\frac{1}{1000 \cdot e} \right) \left(\frac{R_0}{R(t)} \right)^{3(\gamma-1)} \right]^{4,1494} \quad (\text{м}^3/\text{с}) \quad (6)$$

В формулах (5) и (6) $k=1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К – постоянная Больцмана, а коэффициент $(1/(1000 \cdot e))$ служит для перевода единиц энергии Дж в кэВ.

Используя (2) и (6) для формулы выхода нейтронов (1), обозначим произведение констант в выражении одним размерным коэффициентом K и принимая показатель адиабаты для плазмы $\gamma=1,67$ получим окончательно:

$$N = K \cdot P_0^2 \cdot R_0^{10,34} \cdot T_0^{2,1494} \int_0^{t_c} \left(\frac{1}{R(t)} \right)^{7,34} \cdot dt \quad (7)$$

Заметим, что оптимизацию начальных параметров пузырька (P_0, R_0, T_0) для получения максимального выхода нейтронов по данному соотношению нельзя провести непосредственно, т.к. подынтегральная функция $R(t)$ сама зависит от (P_0, R_0, T_0).

Для проведения численных расчетов нейтронного выхода функция (7) встраивалась непосредственно в алгоритм решения уравнения динамики пузырька. На каждом шаге интегрирования Δt_i после вычисления значения $R(t_i)$ рассчитывался нейтронный выход на данном шаге N_i , и вычислялась накопленная сумма нейтронов, т.е.

$$N = K \cdot P_0^2 \cdot R_0^{10,34} \cdot T_0^{2,1494} \cdot \sum_{i=0}^M \left(\frac{1}{R_i(t)} \right)^{7,34} \cdot \Delta t_i \quad (8)$$

где M – число шагов интегрирования.

Условия для проведения расчетов были выбраны аналогичными к экспериментальным в работе [1]. Давление в глицерине скачком изменялось от $P_0=1$ атм до $P_\infty=200$ атм, равновесный радиус пузырька дейтерия составлял 3 мм. Остальные параметры приведены в табл.2.

Таблица 2

Параметры для расчета

$R_0,$ мм	$\rho_{ж},$ кг/м ³	$P_\infty,$ атм	P_s	$\sigma,$ Н/м	$\mu,$ Па·с	$P_0,$ атм	γ
3	1250	200	0	0,062	1	1	1,67

Результаты расчетов приведены в табл.3 и на рис.2,3.

Как следует из представленных результатов, нейтронный выход действительно имеет место при данных условиях, и составляет около 100 нейтронов на коллапс. Это значение, с

учетом охватываемого счетчиком нейтронов телесного угла в эксперименте [1] (0.059 от полного, т.е. число попавших на счетчик нейтронов составляет $100 \cdot 0.059 = 5.9$ нейтрон/коллапс), с хорошей точностью совпадает с экспериментом.

Таблица 3

Расчетные параметры в конце сжатия пузырька

V_{\max} , М/с	R_{\min} , мм	T_{\max} , К	P_{\max} , атм	$\rho_{\Gamma \max}$, кг/м ³	R_0/R_{\min}	$(\overline{\sigma v})$, м ³ /с	$n_d \max$, м ⁻³	N
-1483,8	0,287	40145	$1,57 \cdot 10^5$	187,2	10,4	$4,0 \cdot 10^{-38}$	$2,8 \cdot 10^{28}$	107

Сравнивая результаты расчетов с расчетами Р.И. Нигматулина [2], можно отметить следующее. Максимальное сечение реакции $(\overline{\sigma v}) = 4,0 \cdot 10^{-38}$ м³/с на 6-8 порядков меньше, чем принято в расчетах [2]. Это объясняется тем, что расчетная температура плазмы в ударной волне в работе [2] достигает 4-7 млн. К, в

то время как в наших расчетах максимальная температура составляет около 40 тыс. К (рис.2). В то же время, ширина нейтронного импульса по половине высоты в наших расчетах составляет ~80 нс (рис.3), вместо 10-50 пс в работе [2]. Использование большого начального радиуса пузырька, кроме расширения процесса во времени, обеспечивает большее

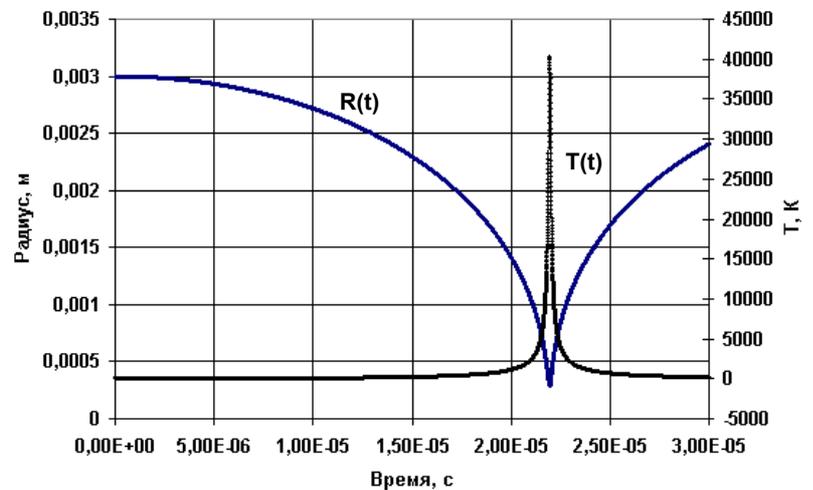


Рис.2. Расчетные значения динамики радиуса пузырька и температуры газа.

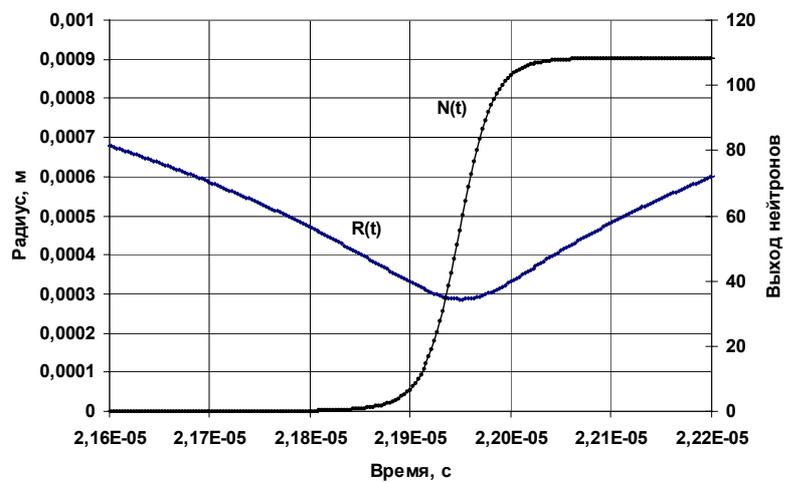


Рис.3. Конечная стадия сжатия пузырька. N(t) – число вылетевших нейтронов

число дейтронов, которые могут вступить в реакцию синтеза, тем самым увеличивая общий выход нейтронов.

Используя предложенную методику расчета нейтронного выхода можно оценить влияние основных параметров и условий схлопывания пузырька на величину нейтронного выхода.

На рис.4 показана расчетная зависимость выхода нейтронов от начального радиуса дейтериевого пузырька (остальные исходные данные соответствуют табл.2). Наблюдается быстрый рост выхода нейтронов с увеличением начального радиуса, приблизительно по степенному закону $N \sim R_0^{3,9}$. В технической реализации эксперимента R_0 ограничивается нарушением сферичности пузырьков (для глицерина $R_0 < 5$ мм).

На рис.5 приведена зависимость выхода нейтронов от величины скачка давления (ударного) в жидкости (остальные исходные данные также соответствуют табл.2). Выход нейтронов с увеличением давления растет как $N \sim P^{3,96}$. Максимально достижимое давление при ударном сжатии определяется конструкцией установки и используемыми материалами.

На рис.6 приведена зависимость выхода нейтронов от величины начального давления в пузырьке (остальные исходные данные также

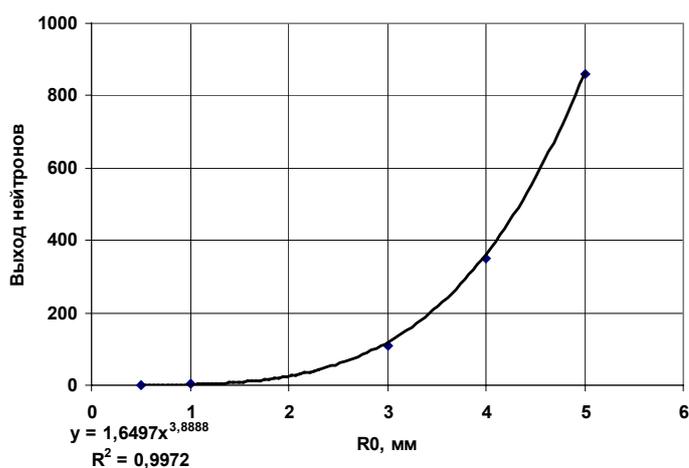


Рис.4. Зависимость выхода нейтронов от начального радиуса пузырька R_0 .

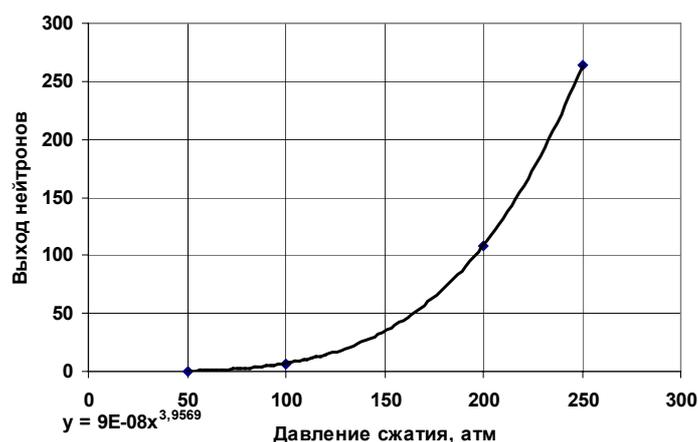


Рис.5. Зависимость выхода нейтронов от давления в жидкости.

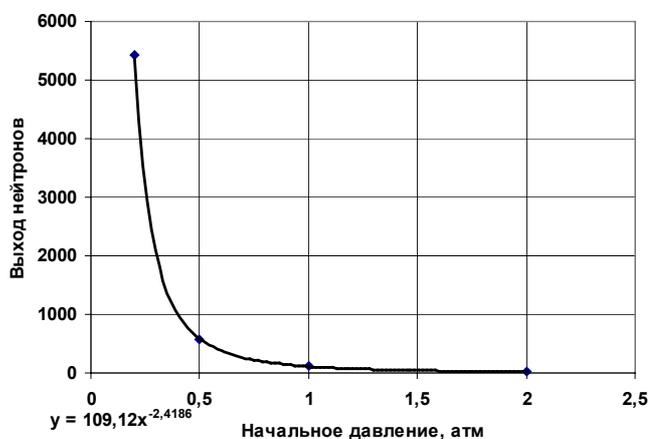


Рис.6. Зависимость выхода нейтронов от начального давления в пузырьке P_0 .

соответствуют табл.2). Выход нейтронов с увеличением давления P_0 снижается как $N \sim P_0^{-2,42}$. Снижение начального давления ограничено, по-видимому, только вязкими силами, которые проявляются при малых радиусах коллапсирующих пузырьков (менее 0,1 мм для глицерина).

На основании проведенных расчетов зададим параметры, максимально достижимые в условиях эксперимента: $R_0=5$ мм, $P=250$ атм, $P_0=0,2$ атм. Остальные величины и параметры соответствуют табл.2.

Результаты расчета приведены в табл. 4.

Таблица 4

Расчетные параметры в конце сжатия пузырька

V_{\max} , м/с	R_{\min} , мм	T_{\max} , К	P_{\max} , атм	$\rho_{\Gamma \max}$, кг/м ³	R_0/R_{\min}	$(\overline{\sigma v})$, м ³ /с	$n_d \max$, м ⁻³	N
-5335	0,198	256716	$2,81 \cdot 10^6$	527	25,2	$9,0 \cdot 10^{-35}$	$7,9 \cdot 10^{28}$	105854

Таким образом, при подборе условий сжатия пузырька возможно увеличение выхода нейтронов до 10^5 нейтронов/коллапс.

Приведенные выше результаты расчетов нейтронного выхода на простейшем примере адиабатического сжатия пузырька в несжимаемой жидкости служат лишь для демонстрации возможностей метода. Аналогичный расчет может быть перенесен на более сложные модели, например, учитывающие сжимаемость жидкости, динамику газа в пузырьке с образованием ударных волн, теплообмен между газом и жидкостью и т.п.

Предложенный метод расчета нейтронного выхода при коллапсе пузырьков позволяет оптимизировать параметры экспериментальной установки и выбрать временные параметры счетчика нейтронов для наиболее достоверной их регистрации.

Авторы:

Смородов Е.А.

Галиахметов Р.Н.

1.01.2007

Литература

1. Смородов Е.А., Галиахметов Р.Н. Экспериментальное обнаружение нейтронов при ударном сжатии дейтериевого пузырька в вязкой жидкости // Прикладная физика. – 2006. -№4. - С.5-11. ([pdf, 250 Кб](#))
2. Nigmatulin R.I., Akhatov I. Sh., Topolnikov A. S. et al. Theory of supercompression of vapor bubbles and nanoscale thermonuclear fusion // Phys. Fluids. – 2005. – V.17. – 107106.
3. Ruuth S.J., Putterman S. and Merriman B. Molecular dynamics simulation of the response of a gas to a spherical piston: Implications for sonoluminescence // Phys. Rev. E. – 2002. - V.66.- 036310.
4. Flannigan D.J. and Suslick K.S. Molecular and atomic emission during single- bubble cavitation in concentrated sulfuric acid Acoustics //Research Letters Online.- 2005.-V 6. - №3. - P.157-161.
5. Hopkins S.D., Putterman S.J., Kappus B.A. et. al. Dynamics of a Sonoluminescing Bubble in Sulfuric Acid // Phys. Rev. Lett.- 2005.- V.95. - 254301.
6. Dolan Th. J. Fusion Research. Principles, Experiments and Technology. Pergamen Press, 2000. – 937 p. ([pdf, 14 Мб](#))
7. Анисимов С. И., Беспалов В. Е., Вовченко В. И. и др. (1980). Генерация нейтронов при взрывном инициировании DD-реакции в конических мишенях //Письма в ЖЭТФ. - 1980. -Т.31. - №1. - С.67-70. ([pdf, 140 Кб](#))
8. Taleyarkhan R. P., West C. D., Cho J. S., Lahey R. T., Nigmatulin R. I. and Block R. C. Evidence for Nuclear Emissions During Acoustic Cavitation // Science. – 2002. – V. 295. – P.1868-1873.
9. Taleyarkhan R. P., West C. D., Lahey R. T., Nigmatulin R. I., Block R. C. and Xu Y. Nuclear Emissions During Self-Nucleated Acoustic Cavitation // Phys. Rev. Lett.- 2006. - V.96, 034301.