

P3-2003-214

В. Б. Беляев, Б. Ф. Костенко, М. Б. Миллер¹,
А. В. Сермягин¹, А. С. Топольников²

**СВЕРХВЫСОКИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ
И АКУСТИЧЕСКАЯ КАВИТАЦИЯ**

¹Институт физико-технических проблем, Дубна

²Институт механики Уфимского научного центра РАН, Уфа

1 Введение

Явление сонолюминесценции — испускание света парогазовыми пузырьками при акустической кавитации — было обнаружено в 1930 году при изучении химических реакций под действием ультразвука. Повышенный интерес к этой проблеме наблюдается с начала 1990-х годов в связи открытием эффекта сонолюминесценции одиночного пузырька в поле стоячей звуковой волны [1]. Изучению различных его аспектов посвящено большое число экспериментальных и теоретических работ (см., например, обзоры [4–6]).

В последнее время эта область исследований привлекла внимание и специалистов по ядерной физике. Так, в работе [5], сообщается о регистрации продуктов термоядерных реакций $D(d,p)T$ и $D(d,n)^3He$ на уровне 10^5 с^{-1} при акустической кавитации в C_3D_8O . Цель настоящего сообщения — критический анализ и интерпретация относящихся к этой проблеме экспериментальных данных, опубликованных в работах [5]–[11]. Кроме того, мы приводим результаты теоретических расчетов выхода нейтронов при различных температурах D-аcetона, представляющие интерес для новых экспериментов.

2 Постановка опытов

Известно, что уже при обычной однопузырьковой сонолюминесценции в пульсирующем газовом пузырьке образуется электронно-ионная плазма с температурой порядка $T \simeq 10^4 - 10^5 \text{ K}$ [2]. Для получения существенно более высоких температур в работе [5] применялся эффект ”вынужденной” кавитации, которая инициировалась импульсным пучком нейтронов с энергией 14 МэВ, синхронизированным с фазой звуковой волны: импульсы нейтронов совпадали по времени с моментом максимального ”растяжения” среды в поле стоячей звуковой волны. Принципиальным отличием ”нейтронной” кавитации от обычной является увеличение примерно на порядок минимального радиуса парового пузырька при схлопывании (за счет больших отрицательных напряжений жидкости в момент образования зародыша пузырька), что приводит

к многократному увеличению объема нагретого вещества, а следовательно, и выхода нейтронов. Благодаря очистке среды от твердых примесей и растворенных газов порог спонтанной акустической кавитации был на уровне давления $P_a \geq 15$ бар. Кроме того, в этих опытах имела место так называемая паровая кавитация, отличающаяся тем, что во время цикла расширения кавитационная полость заполняется парами окружающей жидкости (в опытах применяли ацетон), так что при коллапсе эти пары конденсировались на внутренней границе раздела газ-жидкость. Тем самым снижалось давление паров на стенки изнутри, и сжатие происходило с большей скоростью, чем в случае неконденсирующихся газов.

Возникающая при этом сферическая ударная волна, распространяющаяся по направлению к центру, оказывается более интенсивной, что, как ожидается, может привести к развитию сверхвысоких температур и давлений в центральной области пузырька. Для исследования возможности осуществления при этих условиях термоядерных реакций регистрировались нейтроны с энергией $E_n = 2,45$ МэВ из реакции $D(d,n)^3\text{He}$, а также определялся выход (накопление) трития по каналу $D(d,p)^3\text{H}$. Нейтроны регистрировались при помощи жидкостного сцинтилляционного счетчика, позволявшего определять их энергию и выделять нейтроны из реакции $D(d,n)$ на фоне первичных 14-МэВ нейтронов и γ -квантов. Для подавления фона γ -квантов применялась методика дискриминации сигналов по форме импульсов. Измерялись также временные корреляции нейтронов и солюлюминесцентных вспышек, отвечающих периоду наиболее быстрой фазы коллапса. Схема эксперимента и временные диаграммы регистрировавшихся событий показаны на рис.1 и 2.

3 Регистрация трития

Тритий определялся по его бета-минус излучению. Для этого по окончании каждого цикла накопления из цилиндрического контейнера отбиралась проба жидкости объемом $V \simeq 1$ мл. Проведено несколько опытов с разным временем накопления трития, равным пяти, семи и двенадцати часам. Было

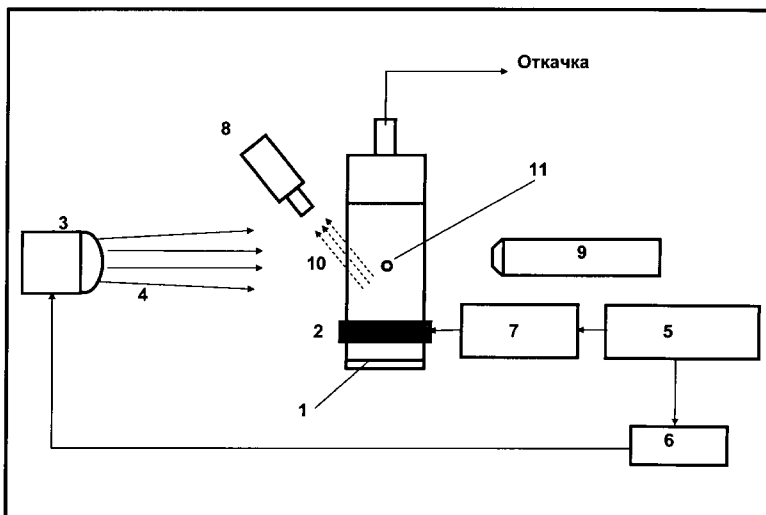


Рис. 1: *Схема эксперимента. 1 – кювета с пробной жидкостью; 2 – кольцевой пьезоэлемент; 3 – нейтронный генератор (НГ); 4 – поток первичных 14-Мэв нейтронов; 5 – задающий генератор УЗ-частоты; 6 – блок синхронизации НГ; 7 – усилитель; 8 – нейтронный счетчик; 9 – ф.э.у. для регистрации сонолюминесценции; 10 – нейтроны из DD-реакции; 11 – пьезодатчик для регистрации УЗ-поля и ударной звуковой волны.*

установлено, что концентрация трития в пробе возрастает пропорционально длительности эксперимента. Для доказательства того, что наблюдаемый тритий образуется в реакции $d+d \rightarrow p+T$, исследовалась зависимость концентрации трития от условий эксперимента. Так, помимо дейтерированного ацетона (обогащение по дейтерию составляло 99,9 % ат.), аналогичные опыты проводились с небогащенным ацетоном естественного изотопного состава. Опыты проводились при двух значениях температуры: $T = 0^{\circ}\text{C}$ и $T = +22^{\circ}\text{C}$. Увеличение содержания трития наблюдалось лишь в тех экспериментах, когда одновременно выполнялись следующие условия: использовался D-ацетон, осуществлялся режим интенсивной кавитации, и температура среды понижалась до $T = 0^{\circ}\text{C}$. При температуре $T = +22^{\circ}\text{C}$ заметного увеличения концентрации трития в про-

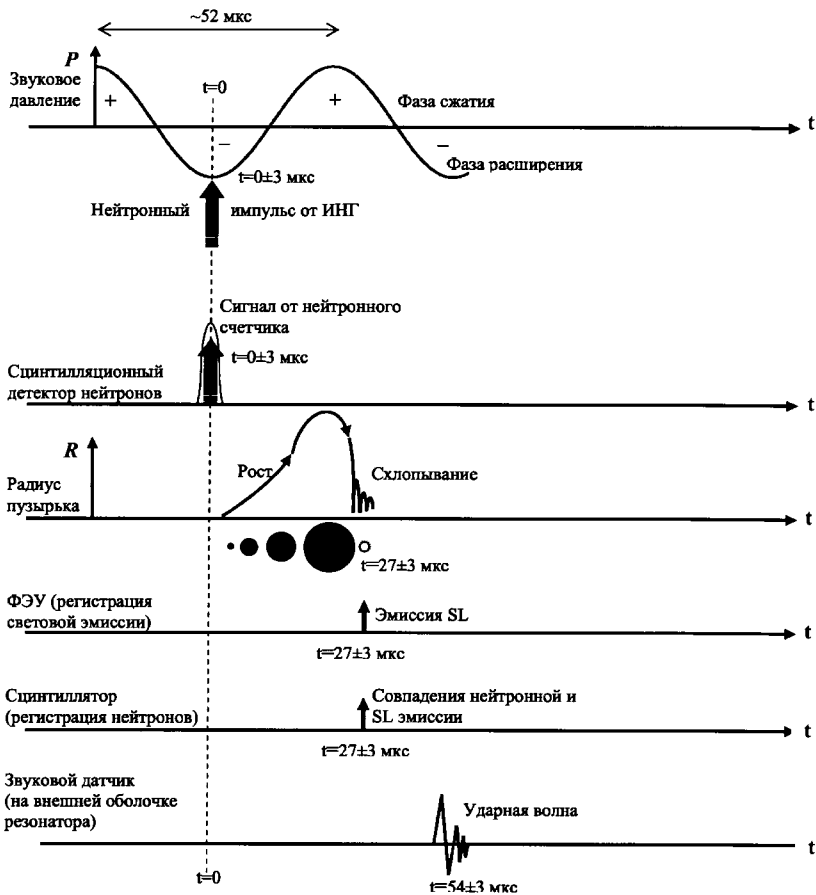


Рис. 2: *Временная диаграмма последовательности событий*

бе не наблюдалось. В соответствии с модельными представлениями о процессе, количественно подтвержденными результатами расчета (см. ниже раздел 5), главный эффект уменьшения температуры жидкости состоит в уменьшении давления насыщения p_S пара в пузырьке, благодаря чему снижается противодавление в паре и коллапс пузырька оказывается более интенсивным. По мнению авторов работы [5], полученные закономерности доказывают, что избыток трития обусловлен реакцией $D(d,p)T$.

Действительно, хотя при длительности экспериментального цикла $t = 5$ ч

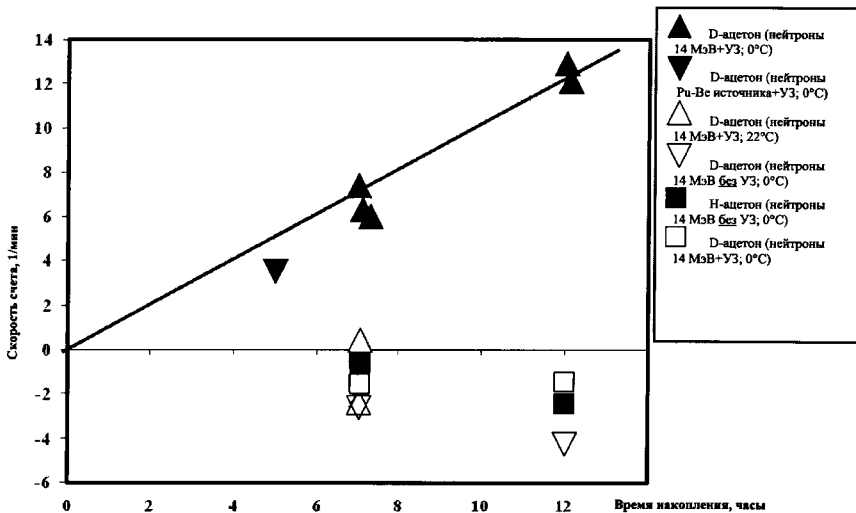


Рис. 3: Зависимость выхода трития от времени накопления

не обнаружено заметного накопления трития в пробе, тем не менее, достоверность результатов для $t = 7$ ч и $t = 12$ ч составила 83 и 99,8% (превышение над фоном в стандартных среднеквадратичных отклонениях СКО составляло 1,38 СКО и 3,2 СКО). Важно проанализировать возможность других причин, не связанных с реакцией $D(d,p)$, которые могли приводить (полностью или частично) к увеличению концентрации трития в условиях эксперимента. Известно, что ультразвуковое воздействие инициирует многие химические реакции, в том числе и реакции разложения молекул сложных соединений [12]. Разложение ацетона происходит с выделением свободного водорода. Известно также явление образования микропузырьков газов, растворенных в жидкости, под действием акустического поля. Величина и концентрация образующихся в результате этого пузырьков сложным образом зависят от температуры T и давления p жидкости. При определенных значениях T и p наблюдаются резкие изменения, наподобие фазовых переходов [12]. Поэтому в общем случае нельзя исключить, что наблюдавшееся увеличение содержания трития в опытах при $T = 0^\circ\text{C}$ было связано с повышением его концентрации в верхнем слое жидкости за счет

всплытия микропузырьков (откуда, напомним, отбиралась проба). При более высокой температуре среды $T = +22^{\circ}\text{C}$ интенсивное броуновское движение приводит к более равномерному распределению микропузырьков по всему объему жидкости. Дейтерированный ацетон уже первоначально содержал приблизительно в три раза больше трития, чем обычный. Таким образом, в условиях интенсивной кавитации под действием ультразвука и первичных нейтронов в D-ацетоне при пониженной температуре могло наблюдаться повышение концентрации трития в верхнем слое жидкости, тогда как в контрольных опытах, при отсутствии одного из факторов - нейтронов, ультразвука или охлаждения ацетона до $T = 0^{\circ}\text{C}$, распределение становилось более равномерным и эффект исчезал.

Вскоре после опубликования работы [5] авторы повторили вышеописанную серию экспериментов с одним существенным изменением — перед взятием проб для измерения содержания трития жидкость тщательно перемешивалась [13]. Таким образом, систематические ошибки, связанные с неудовлетворительной представительностью измерительных образцов были устранены. Оценка выхода трития, согласно этим данным, действительно оказалась в десять раз меньше и составила приблизительно 10^5 атомов/с. Эти результаты остаются пока не опубликованными.

4 Регистрация нейтронов

Согласно имеющимся данным [14], реакция DD-слияния при энергии несколько килоэлектронвольт, что соответствует температурам $T = 10^7 \div 10^8$ К, имеет два практически равновероятных канала: $\text{D}(d,p)\text{T}$ и $\text{D}(d,n)^3\text{He}$.

Для наблюдения второго канала в работе [5] выполнены тщательные измерения выхода нейтронов, сопровождающих слияние ядер дейтерия. Методика позволяла дискриминировать фон гамма-квантов и выделять нейтроны из реакции $\text{D}(d,n)^3\text{He}$ с энергией $E_n = 2,45$ МэВ на фоне первичных и рассеянных нейтронов с энергией $E_n > 2,5$ МэВ из реакции $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$ от импульсного генератора 14-МэВ нейтронов. Кроме того, измерялись распределения по времени

сигналов, соответствующих эмиссии нейтронов, сонолюминесценции и кавитационных звуковых импульсов. При измерении нейтронов получено два блока данных, имеющих наиболее доказательный характер (рис. 4 и 5). 1. Обна-

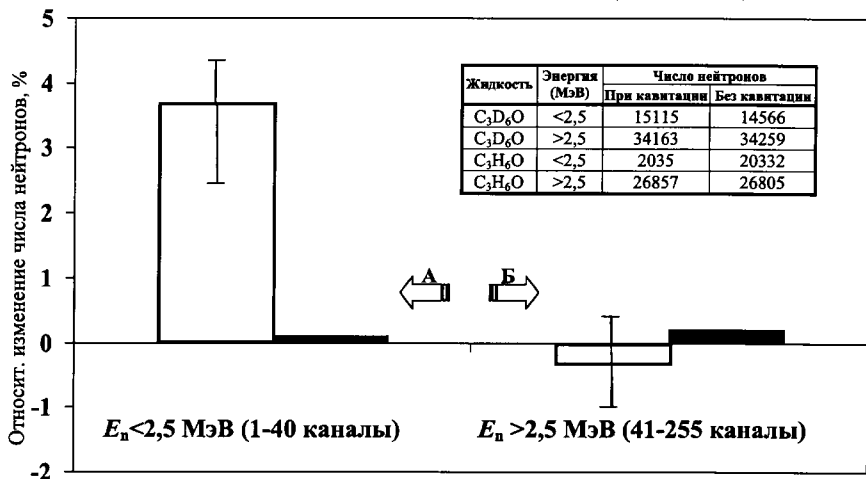


Рис. 4: Относительное изменение числа нейтронов (в процентах), зарегистрированное в опытах с дегтерированным (C_3D_6O) и естественным (C_3H_6O) ацетоном при возбуждении кавитации (Cav.On) и без кавитации (Cav.Off). Заштрихованные области соответствуют C_3D_6O , затемненные – C_3H_6O . Диаграмма А – нейтроны с энергией $E_n < 2,5$ МэВ; диаграмма Б – $E_n > 2,5$ МэВ. Показанные погрешности соответствуют 1 СКО. Длительность выборки – 100 с. Численные данные приведены в таблице на рисунке.

ружено, что в среде, содержащей дейтерий (D-ацетон, обогащение 99,99% ат.), выход нейтронов с энергией $E \leq 2,5$ МэВ превышает уровень фона. Относительное превышение не велико (4%), однако получено на значительной статистической выборке и составляет ≈ 5 СКО в отдельных сериях измерений, а по общему итогу достигает 10 СКО. За фон принимался выход нейтронов, измеренный в идентичных условиях, но при отсутствии ультразвукового воздействия и кавитации в объеме жидкости.

2. Измерение временных корреляций показало, что в интервале времени, соответствующем сонолюминесцентной вспышке, при наличии кавитации ско-

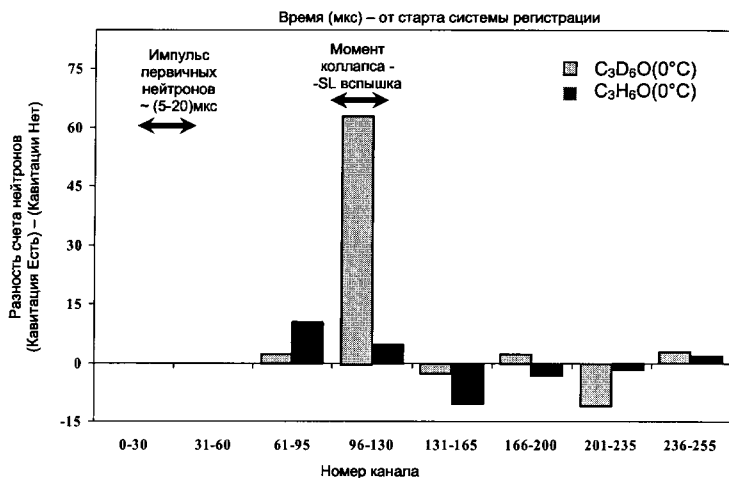


Рис. 5: Временной спектр нейтронной эмиссии для дейтерированного и обычного ацетона. Каналы 70–255 отвечают промежутку времени, когда импульсный нейтронный генератор уже отключен. Полное число отсчетов для этих каналов (фон) составляет 195 и 202 для дейтерированного и обычного ацетона соответственно. Видно, что для C_3D_6O в момент схлопывания пузырька число отсчетов возрастает более, чем на 5 СКО, в то время как для C_3H_6O существенного увеличения сигнала в этом временном интервале не наблюдается.

рость счета нейтронов превышает уровень фона почти на 100%, т.е., как и в первом блоке, это превышение составляет около пяти СКО. За фон принимался счет нейтронов, наблюдавшийся при отсутствии кавитации в том же временном промежутке относительно импульса певичных нейтронов.

Совпадения по времени нейтронов и световых вспышек в сочетании с регистрацией акустических сигналов ударной волны (запаздывающих на время распространения звука от центральной области кюветы до приемника, расположенного на ее боковой стенке) указывают на то, что реакция с вылетом нейтронов происходит во время наиболее быстрой фазы коллапса при кавитации. К сожалению, статистика отсчетов была не велика. Заметим, что оба этих эксперимента не безупречны. В первом случае не измерялись совпадения нейтронов

со световыми импульсами, а во втором не было селекции нейтронов по энергии. т.е. нейтроны регистрировались во всем диапазоне энергий от $E = 14$ МэВ до порога регистрации (около 1 МэВ). Выход нейтронов, соответствующих искомому процессу слияния ядер, определен по результатам первого типа измерений: $(4 \div 8) \cdot 10^4 \text{ с}^{-1}$. Эта величина согласуется с данными о выходе трития в опытах с представительным отбором проб (10^5 атомов/с).

5 Повторные эксперименты

В работе [6] эксперименты [5] были повторены с той же самой системой возбуждения кавитации в дейтерированном ацетоне. Система измерений была несколько изменена. Во-первых, был применен счетчик нейтронов значительно большего объема. Во-вторых, одновременно с измерениями временных корреляций нейтронов и световых импульсов (сонолюминесции) измерялась энергия нейтронов для выделения нейтронов из реакции $D(d,n)^3\text{He}$ на фоне первичных и рассеянных. Авторы этой работы утверждают, что им не удалось подтвердить данные о регистрации нейтронов в нужном временном интервале (относительно импульса первичных нейтронов и фазы звуковой волны). Выход нейтронов, зарегистрированных в совпадении со световыми импульсами, оказался на уровне 10^3 с^{-1} (в несколько десятков раз меньше, чем в первой работе, и значительно меньше величины, соответствующей измеренному в [5] выходу трития: в самой работе [6] тритий не определялся).

Свои сомнения в результатах эксперимента [5], авторы работы [6] резюмировали в последующей публикации [8]. Возражения сводятся к следующим. Во-первых, теоретические оценки эффективности регистрации нейтронов, выполненные авторами работы [6] с использованием программы SCINFUL, заметно отличаются от значений эффективности, использованных в работе [5] для определения выхода нейтронов. Соответствующий пересчет выхода нейтронов дал величину на два порядка ниже. Во-вторых, были высказаны сомнения в правильности энергетической калибровки системы идентификации нейтронов с энергией 2,5 МэВ из реакции $D(d,n)^3\text{He}$. В-третьих, были выполнены

оценки, показывающие, что в зарегистрированных совпадениях (нейтронов и импульсов сонолюминесценции) имеется большой вклад событий, связанных с чувствительностью фотоприемника (регистрировавшего импульсы сонолюминесценции), к быстрым нейтронам и γ -квантам.

Комментируя эти выводы, авторы [9] отмечают, что первые два возражения основаны на весьма приблизительных теоретических оценках. в то время как в работе [5] определение эффективности регистрации нейтронов, а также энергетическая калибровка системы были выполнены экспериментально с использованием стандартных радиоактивных источников. Что касается третьего возражения, то оно, по мнению авторов [9], основано на неправомерном многократном завышении оценки числа ложных сигналов приемника света (приблизительно в десять раз).

В работе [11] предложено объяснение различия в оценках выхода нейтронов. Проанализировав экспериментальные условия, авторы [11] пришли к выводу о том, что порог регистрации нейтронов в [6] составлял $E \simeq 2,2 \div 2,4$ МэВ, вследствие чего эффективность регистрации нейтронов с энергией $E \simeq 2,5$ МэВ была мала. Оценив реальную эффективность системы ($\sim 10^{-5}$) и используя данные [6], в работе [11] получили иную оценку выхода нейтронов: на уровне $2 \cdot 10^5 \text{ с}^{-1}$, что приблизительно согласуется с данными работы [5].

Кроме этого, в [11] дано объяснение тому факту, что в [6] не обнаружено совпадений между нейтронами и импульсами сонолюминесценции. Дело в том, что в этих экспериментах счетчик нейтронов был значительно больше по объему и его чувствительность к γ -квантам была значительно выше. В результате, с учетом того, что опыты [6] проводились без дискриминации γ -квантов по форме импульсов, γ -фон превышал скорость счета нейтронов приблизительно в тридцать раз. В этом случае отбор совпадений со стартом от нейтронного счетчика приводил к просчету истинных совпадений нейтронов со световыми вспышками.

Последние из опубликованных к настоящему времени экспериментальных данных о попытке наблюдения термоядерного синтеза при кавитации (вместе с анализом результатов работы [5]) представлены в [10]. При этом были учтены

некоторые недостатки предыдущих проверочных экспериментов, выявленные в процессе дискуссии (дополнительно использовался ^{60}Co для калибровки сцинтилляционного детектора, а система регистрации переводилась в режим совпадений со стартом от более редких событий – импульсов солюминесценции). Однако и эта работа не дала окончательного ответа на вопрос о происхождении нейтронов, связываемых в работе [5] с реакцией DD-слияния. С одной стороны, в экспериментах [10] при наличии кавитации наблюдается статистически значимый (740 ± 290) избыток нейтронов (по сравнению с экспериментом без кавитации) в интервале времени от 20 до 220 мкс после импульса первичных нейтронов. В этих опытах энергетический порог регистрации нейтронов был установлен на уровне $E_{th} = 1,2$ МэВ. К сожалению, контрольные опыты, в которых порог $E_{th} = 2,8$ МэВ был выше необходимого уровня для регистрации нейтронов из искомой реакции, не выявили ожидавшейся корреляции между числом зарегистрированных нейтронов и их энергией. Вместе с тем, объяснение наблюдаемого избыточного счета нейтронов, предложенное в работе (увеличение интенсивности рассеянных и отраженных нейтронов за счет неконтролирувшихся факторов: возможное изменение интенсивности первичного нейтронного излучения или изменение условий отражения и рассеяния нейтронов из-за перемещения персонала во время экспериментов), остается не проверенным.

6 Теоретические оценки зависимости выхода нейтронов при кавитации от температуры среды

Как видно из приведенных данных, трудность интерпретации и противоречия между результатами различных экспериментов в конце концов связаны с неудовлетворительным соотношением между фоном и регистрируемым эффектом. С целью нахождения условий, при которых это соотношение может быть существенно улучшено в пользу эффекта, нами выполнены количественные оценки зависимости выхода нейтронов при кавитации от температуры сре-

ды. Соответствующая модель основана на численном решении системы уравнений в форме законов сохранения массы, энергии и импульса для газообразной и жидкой фаз в приближении сферической симметрии коллапсирующей кавитационной полости:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho u r^2) = 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho u) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho u^2 r^2) + \frac{\partial p}{\partial r} = 0, \\ \frac{\partial e}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (u r^2 (e + p) - \lambda r^2 \frac{\partial T}{\partial r}) = 0, \end{cases}$$

где ρ, u, p, T, e и λ — плотность массы, скорость, давление, температура, плотность полной энергии и коэффициент теплопроводности среды.

Считается, что в начальный момент времени пар внутри пузырька находится в состоянии термодинамического и механического равновесия с окружающей жидкостью и покоится¹:

$$\begin{aligned} u_g|_{r=a} = 0, & \quad T_g|_{r=a} = T_{l0}, & \quad p_g|_{r=a} = p_S(T_{l0}), \\ u_l|_{r=a} = 0, & \quad T_l|_{r=a} = T_{l0}, & \quad p_l|_{r=a} = p_{l0}, \end{aligned}$$

где индексы g и l относятся к газообразной и жидкой фазам, $a(t)$ — радиус пузырька, p_S — давление насыщенных паров при заданной температуре. На границе пузырька принимается условие Стефана:

$$\lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial r} \Big|_{r=a} - \lambda_g \frac{\partial T_g}{\partial r} \Big|_{r=a} = j l (p_g|_{r=a}),$$

с помощью которого связываются градиенты температуры в паре и жидкости. Здесь l — удельная теплота парообразования, $j = \frac{1}{4\pi a^2} \frac{dm}{dt}$ — плотность потока массы на поверхности пузырька, которая рассчитывалась на основе модели Герца-Кнудсена-Ленгмюра на границе раздела фаз [15]. Уравнение баланса масс позволяет вычислить скорости жидкости и газа на границе:

$$u_g|_{r=a} = \dot{a} - \frac{j}{\rho_g|_{r=a}}, \quad u_l|_{r=a} = \dot{a} - \frac{j}{\rho_l|_{r=a}},$$

¹Решение практически не зависит от выбора начальных условий, так как среда в течение 1 мкс о них "забывает" из-за того, что время растяжения-сжатия пузырька гораздо больше характерного времени установления теплового равновесия. Расчетами этот факт неоднократно проверялся.

а условие механического равновесия — связать давления в паре и жидкости:

$$p_g|_{r=a} = p_l|_{r=a} + \frac{2\sigma}{a} + \frac{4\mu_l u_l|_{r=a}}{a},$$

где σ и μ_l — коэффициенты поверхностного натяжения и динамической вязкости жидкости.

Внешний радиус $R(t)$, ограничивающий пространственную область, в которой производился расчет, выбирался из условия малости $\dot{R}(t)$ по сравнению со скоростью звука. В этом случае закон изменения $R(t)$ находится с использованием уравнения Рэлея–Плессета в форме [16]:

$$\left(1 - \frac{\dot{R}}{C_l}\right) R \ddot{R} + \frac{3}{2} \left(1 - \frac{\dot{R}}{3C_l}\right) \dot{R}^2 = \left(1 + \frac{\dot{R}}{C_l}\right) \frac{p_l|_{r=a} - p_I}{\rho_{l0}} + \frac{R}{\rho_{l0} C_l} \frac{d}{dt} (p_l|_{r=a} - p_I),$$

где C_l — скорость звука в жидкости; $p_I = \Delta p \sin(2\pi\omega t)$ — внешнее периодическое давление с амплитудой Δp и частотой ω . Используемые в расчетах термодинамические и механические характеристики пара и жидкости взяты в форме аналитических аппроксимаций известных табличных данных.

Удельная полная энергия, за вычетом ее кинетической части, может быть представлена в виде

$$\varepsilon = \frac{e}{\rho} - \frac{u^2}{2} = \varepsilon_p + \varepsilon_T,$$

где ε_p — потенциальная, или “холодная”, компонента энергии; ε_T — ее температурная, или “горячая”, часть. Для последней при больших давлениях используется уравнение Ми–Грюнайзена [17]:

$$p_T = \rho \Gamma(\rho, T) \varepsilon_T, \quad \varepsilon_T = \bar{c}_v(\rho, T) T.$$

Здесь \bar{c}_v — усредненный коэффициент теплоемкости при постоянном объеме; $\Gamma(\rho, T)$ — коэффициент Грюнайзена, который, вообще говоря, зависит от температуры и плотности. Холодные составляющие давления и энергии могут быть представлены в форме потенциала Борна–Майера [17], который хорошо описывает жидкость в сверхсжатом состоянии [18] и данные по адиабате ударной волны в ацетоне из работы [19]. Учитываются процессы диссоциации и ионизации, протекающие в момент коллапса, в частности, соответствующие им потери

энергии, а также влияние на теплообмен молекулярной, электронной и ионной теплопроводностей.

Использовавшиеся уравнения состояния хорошо описывают ударные адиабаты дейтерированного ацетона, полученные экспериментально и охватывающие области жидкой и диссоциированной фаз [19]. Однако в данной модели, в соответствии с гипотезой Р.И. Нигматулина, для обеих фаз брались соотношения, отвечающее фазе недиссоциированного ацетона². Кроме того, использовались два правдоподобных, хотя и не доказанных строго предположения, сформулированные Р.И. Нигматулиным, о том, что электроны плазмы не успевают нагреться за время схлопывания ($\sim 10^{-12}$ с) и о том, что в многопузырьковой системе в акустическом поле во время схлопывания формируется дополнительный положительный импульс давления в несколько десятков атмосфер [18].

Численное решение системы уравнений основано на известном методе Годунова [20]. Более подробное описание теоретической модели содержится в работе [21].

Численные расчеты в рамках данной модели выполнены с помощью программы, в основных чертах совпадающей с программой HYDRO, использовавшейся в [5]. Установлено, что температура T и плотность ρ плазмы на стадии схлопывания достигают значений $T \simeq 10^7 \div 10^8$ К, $\rho \simeq 10^5$ кг/м³ на расстояниях $r \simeq 5 \div 25$ нм от центра пузырька. Время жизни плазмы в таком состоянии оценивается величиной $\Delta t \simeq 10^{-13} \div 10^{-12}$ с. Выход термоядерных реакций в расчете на один пузырек оценивался по формуле

$$n = \int dt \int dV \frac{n_D^2}{2} \langle v\sigma(v) \rangle,$$

где n_D — объемная концентрация ядер дейтерия; $\langle v\sigma(v) \rangle$ — эффективная скорость реакций $D - D$ -слияния.

В результате получена зависимость числа нейтронов от температуры среды (дейтерированного ацетона). Эти данные представлены в таблице.

²Физический смысл этого предположения в том, что вследствие быстротечности завершающей стадии процесса схлопывания существенная перестройка пространственных положений фрагментов, по сравнению с их расположением в молекулах, не успевает произойти.

Среднее число нейтронов n , образующихся в результате реакции $D(d,n)^3\text{He}$ при схлопывании одного кавитационного пузырька, в зависимости от температуры T дейтерированного ацетона

T , К	249	258	273	285	295
n	46,0	29,4	1,95	0,51	0,16

Средний выход нейтронов можно оценить с учетом того, что в эксперименте при акустической кавитации наблюдались пузырьковые скопления, содержащие 100–1000 пузырьков, которые совершали 200 пульсаций в секунду [5]. Таким образом, находим, что средняя скорость генерации нейтронов при температуре $T=0$ °С составляет порядка 10^5 с⁻¹, что хорошо согласуется с экспериментом. При температуре $T=+22$ °С расчетное значение скорости генерации нейтронов значительно меньше: $\sim 8 \cdot 10^3$ с⁻¹. Из-за имевших место статистических погрешностей измерения этот уровень находится ниже порога обнаружения, что также согласуется с экспериментом.

7 Заключение

Отдельные сообщения о наблюдении термоядерных нейтронов, трития, рентгеновского излучения и т.д. при кавитации появлялись в печати и на конференциях и ранее (см., например, [22, 23]). В этих работах выход ядерных реакций оценивался на уровне $1 \div 10$ с⁻¹ при низкой статистической обеспеченности данных. Понятно критическое отношение к этим работам. Аналогичным образом, ранее предпринимались также попытки теоретически обосновать возможность протекания термоядерных реакций в коллапсирующем кавитационном пузырьке [2]. Однако они были выполнены со многими необоснованными упрощениями. Работа [5] представляет новую и значительно более серьезную попытку показать возможность осуществления термоядерного синтеза под действием акустической кавитации.

Новые эксперименты, выполненные после опубликования работы [5] той же группой, позволяют надеяться на то, что недостатки, связанные с малой стати-

стикой событий и другие, окажутся устраненными в самое ближайшее время [24]. Остается актуальной задача их независимой проверки. Оценки, представленные в таблице показывают, что опыты с охлаждением D-ацетона на несколько десятков градусов могут привести к увеличению выхода термоядерных реакций в десятки раз; на столько же повысится избыток нейтронов и трития по сравнению с фоном.

Еще более убедительное подтверждение результатов наблюдения термоядерных реакций под действием кавитации может быть получено, если удастся разработать способ управляемого "высевания" эффективных центров кавитации без использования нейтронов. Возможно, для этой цели подойдет рентгеновское излучение с энергией несколько десятков килоэлектронвольт. В этом случае устраняется фон, связанный с первичными нейтронами и γ -квантами, а значит, измерение временных корреляций событий, сопутствующих нейтронной эмиссии при кавитации (регистрация солюлюминесценции, привязка событий к импульсам первичного излучения и фазе звуковой волны), не будет иметь решающего значения. Это упрощение позволит применять высокоэффективные методы регистрации нейтронов с помощью ^3He -счетчиков в замедлителе. Заметим, что кавитация в рассматриваемых специфических условиях (среда и ее параметры, высокий уровень акустического давления) еще мало изучена, и для правильной постановки экспериментов с использованием рентгеновского или какого-либо иного излучения, а также для их интерпретации необходим детальный анализ особенностей зарождения и развития кавитационных пузырьков в таких системах. В этой связи представляют интерес измерения оптических спектров солюлюминесценции под действием низкоэнергетических излучений (рентген, лазерное излучение) в органических жидкостях при повышенных значениях акустического давления.

Авторы признательны акад. Р.И.Нигматулину за консультации, поддержку и интерес, Р. Талеярхану, Д. Шапире, М.Солтмаршу и Ф.М.Пенькову за полезные обсуждения, Р.Х. Болотновой за представленное уравнение состояния. Авторы благодарят Ю.Н.Покотиловского и Е.П.Шабалина, обративших внимание на альтернативную возможность инициирования акустической кавитации.

Работа поддержана Международным научно-техническим центром (Проект № 1471) и Российским фондом фундаментальных исследований (Проекты № 02-01-00606 и 02-02-16397).

Список литературы

- [1] *Gaitan D.F., Crum L.A., Roy R.A.*// J. Acoust. Soc. Am. 1992. V. 91. P.3166–3172.
- [2] *Barber B.P., Hiller R.A., Lofstedt R., Putterman S.J., Weninger K.R.* // Phys. Rep. 1997. V.281. P.65–143.
- [3] *Putterman S.J., Weninger K.R.* // Annu. Rev. Fluid. Mech. 2000. V.32. P.445–476.
- [4] *Маргулис М.А.*// УФН. 2000. Т.170. С.263–287.
- [5] *Taleyarkhan R.P., West C.D., Cho J.S., Lahey Jr. R.T., Nigmatulin R.I., Block R.C.*// Science. 2002. V.295. P.1868–1873.
- [6] *D. Shapira, M.J. Saltmarsh.* Comment on the Possible Observation of D-D Fusion in Sonoluminescence. 2002. <http://www.ornl.gov/slsite>
- [7] *Ерошенко Ю.Н.*// УФН. 2002. V.173. P.472.
- [8] *Saltmarsh M.J., Shapira D.* //Science. 2002. V.297. P.1603a.
- [9] *Taleyarkhan R.P., Block R.C., West C.D., Lahey Jr R.T.*// Science. 2002. V.297. P.1603a.
- [10] *Saltmarsh M.J., Shapira D.*// Phys. Rev. Lett. 2002. V.89. P.104302-1 – 104302-4.
- [11] *Taleyarkhan R.P., Block R.C., West C.D., Lahey Jr R.T.* Comment on Shapira/Saltmarsh Report. 2002. <http://rpi.edu/lahey/SciencePaper.pdf>

- [12] *Маргулис М.А.* Звукохимические реакции и сонолюминесценция. М.: Химия, 1986, с. 53–55.
- [13] *Нигматулин Р.И.* Частное сообщение, 2002.
- [14] *Krauss A., Becker H.W., Trautvetter H.P., Rolfs C., Brand K.*// Nucl. Phys. A. 1987. V. 465. P.150.
- [15] *Schrage R.W.* A Theoretical Study of Interphase Mass Transfer. N.Y.: Columbia U.P., 1953.
- [16] Р.И. Нигматулин, И.Ш. Ахатов, Н.К. Вахитова, *ПМТФ*, **40** (1999) 111.
- [17] *Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
- [18] *Nigmatulin R.* Dynamics of Multiphase Media. Hemisphere. Vol.1, 1991; *Нигматулин Р.И.* Динамика многофазных сред. Часть I, М.: Наука, 1987.
- [19] *Трунин Р.Ф. и др.*// Химическая физика. 1992. Т.11. С.424.
- [20] *Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я., Крайко А.Н., Прокопов Г.П.* Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976.
- [21] *Akhatov I., Bolotnova R., Nigmatulin R., Topol'nikov A., Vakhitova N., Zakirov K.* 2002. www.sciencemag.org/cgi/content/full/295/5561/1868/DC1
- [22] *Беляева Т.В., Голубничий П.И., Олзоев Е.Ф.*// Письма в ЖТФ. 1984. Т.10. С.812.
- [23] *Липсон А.Г., Дерягин Б.В., Клюев В.А. и др.*// Письма в ЖТФ. 1990. Т.16. С.89; ЖТФ. 1992. Т.62. С.121.
- [24] *Taleyarkhan R.P.* Private communication. 2003.
- [25] *Калчев С.Д., Стрелков А.В.* Сообщение ОИЯИ, РЗ-90-169, 1990.

Получено 3 декабря 2003 г.

Выполнен анализ результатов экспериментов по термоядерному синтезу при акустической кавитации с учетом последних данных и дискуссии вокруг них. Анализ свидетельствует в пользу перспективности данного направления исследований. В рамках гидродинамической модели выполнены численные расчеты выхода реакции $D(d, n)^3\text{He}$ в дейтерированном ацетоне ($\text{C}_3\text{D}_6\text{O}$) под действием ультразвука в зависимости от температуры среды в интервале $T = 249\text{--}295$ К. Результаты оценок указывают на возможность существенного улучшения соотношения эффект/фон в экспериментах при снижении температуры среды на двадцать-тридцать градусов ниже нуля.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики им. Н. Н. Боголюбова и Лаборатории информационных технологий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2003

Перевод авторов

The experimental results on thermonuclear synthesis under acoustic cavitation have been analyzed with the account of the latest data and their discussion. The analysis testifies that this avenue of research is a very promising one. The numerical calculations of the $D(d, n)^3\text{He}$ reaction rate in the deuterated acetone ($\text{C}_3\text{D}_6\text{O}$) under the influence of ultrasound depending on T environment temperature within the range $T = 249\text{--}295$ K have been carried out within the framework of hydrodynamic model. The results show that it is possible to improve substantially the effect/background relationship in experiments by decreasing the fluid temperature twenty-thirty degrees below zero.

The investigation has been performed at the Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, and at the Laboratory of Information Technologies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2003

Редактор *М. И. Зарубина*
Макет *Н. А. Киселевой*

Подписано в печать 23.12.2003.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 1,12. Уч.-изд. л. 1,15. Тираж 290 экз. Заказ № 54238.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@pds.jinr.ru

www.jinr.ru/publish/