

CERN LIBRARIES, GENEVA



SCAN-9901094

D15-98-239

9901094

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ *dd*-РЕАКЦИИ
В ОБЛАСТИ УЛЬТРАНИЗКИХ ЭНЕРГИЙ
С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ Z-ПИНЧА

Направлено в журнал «Nuclear Instruments and Methods»

1998

В.М.Быстрицкий, В.М.Гребенюк, С.С.Паржицкий, Ф.М.Пеньков,
В.Т.Сидоров, В.А.Столупин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

Т.Л.Булгаков, Г.А.Месяц, А.А.Синебрюхов, В.А.Синебрюхов

Институт электрофизики РАН, Екатеринбург, Россия

А.В.Лучинский, В.И.Махрин, Н.А.Ратахин, С.А.Сорокин, С.А.Чайковский

Институт сильноточной электроники Со РАН, Томск, Россия

Вит.М.Быстрицкий

Калифорнийский университет, Ирвайн, США

Я.Возняк, М.Филипович

*Факультет физики и ядерной техники, Горно-металлургическая академия,
Краков, Польша*

Э.Гула

Институт ядерной физики, Краков, Польша

Введение

Исследование сильных взаимодействий между легкими ядрами при ультранизких энергиях ($\text{эВ} \div \text{кэВ}$) весьма актуально. Повышенный интерес к изучению таких процессов обусловлен следующими обстоятельствами.

1. Возможностью проверки фундаментальных симметрий в сильном взаимодействии, таких как зарядовая симметрия, изотопическая инвариантность.

К настоящему времени в литературе имеются данные только лишь о взаимодействии нейтронов с легкими ядрами: длины, фазы и вероятности np -, nd -, nHe - и nLi -рассеяния в различных спиновых состояниях. Такие же характеристики, касающиеся pp -, pd -, pHe -, pLi -взаимодействий, отсутствуют. Параллельное изучение процессов сильного взаимодействия в малонуклонных зеркальных системах крайне важно, так как позволяет в рамках одного и того же макроскопического подхода осуществить проверку гипотезы о зарядовой симметрии межнуклонных сил [1,2].

2. Возможностью получения информации об обменных мезонных токах (МОТ), вклад которых во взаимодействие в данной области энергий становится заметным [3-5]. Например, сравнение выходов и угловых распределений продуктов реакций радиационного захвата $pd \rightarrow {}^3He + \gamma$ и $n{}^3He \rightarrow {}^4He + \gamma$ с расчетными величинами позволит извлечь информацию о МОТ [5-7]. Изучение зеркальной реакции захвата нейтрона дейтроном $nd \rightarrow t + \gamma$ даст также возможность получить информацию о вкладе МОТ, так как их вклад в данном процессе весьма существен. Это следует из того, что сечение захвата тепловых нейтронов дейтронами более чем в 2 раза превышает сечение данной реакции, вычисленное в импульсном приближении с учетом только нуклонных степеней свободы и пренебрежением искажением электромагнитных свойств нуклонов. До настоящего времени только для nd -реакции проведено систематическое исследование мезонных обменных токов в рамках реалистических двухчастичных и двухчастичных плюс трехчастичных сил [4,8].

3. Имеется возможность проверки корректности описания малонуклонных систем на основе современных представлений о ядерном взаимодействии между составляющими ее нуклонами.

4. Появляется реальная возможность получить информацию о величине эффекта электронной экранировки взаимодействующих ядер [9,10], а также оценить масштаб эффекта Оппенгеймера-Филлипса [11,12].

Кроме этого, особый интерес к изучению реакций между легкими ядрами связан с разрешением ряда проблем, существующих в астрофизике [13].

Исследование ядерных реакций, входящих в звездные циклы (pd , dd , ${}^3He{}^3He$, ...), позволит понять картину изначального нуклеосинтеза и нуклеосинтеза звезд. Измерение сечений реакций между легкими ядрами, происходящих в звездах при ультранизких энергиях, крайне важно также с точки зрения построения моделей горения и эволюции звезд.

Например, при анализе распространенности легких элементов в звездах и Галактике обнаружен их дефицит (за исключением He) по сравнению с предположениями, базирующимися на теории термоядерных реакций и общепринятых моделях звезд. Дейтерий выгорает в звездах при $T \geq 50 \text{ эВ}$, а Li - при $T \geq 200 \text{ эВ}$ [14]. Для объяснения этого феномена обычно производят модификацию моделей звезд в предположении, что сечения ядерных реакций в астрофизической области энергий ($\sim \text{кэВ}$), получаемых путем экстраполяции из области больших энергий ($\sim \text{МэВ}$), не имеют в области ультранизких энергий никаких резонансов или каких-либо других анома-

лий (например, вклада от подавленных компонент волновых функций). В принципе, не исключено, что ядерные сечения в астрофизической области имеют резонансный характер, что может, в свою очередь, приводить к интенсивному выгоранию легких элементов в звездах. Теоретической основой для оценок сечений ядерных реакций в области ультранизких энергий является представление сечений реакций в виде произведения барьерного множителя, связанного с наличием кулоновского отталкивания, и астрофизического S -фактора:

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} e^{-2\pi\eta}, \quad (1)$$

где η - параметр Зоммерфельда, определяемый как

$$2\pi\eta = 2\pi Z_1 Z_2 \frac{e^2}{\hbar v^2} = 31.29 Z_1 Z_2 (\mu/E)^{1/2},$$

где Z_1, Z_2 - заряды взаимодействующих частиц; μ - приведенная масса частиц во входном канале в единицах а.е.м.; E - энергия столкновения взаимодействующих частиц в кэВ (в с. п. м.).

Такая экстраполяция предполагает, что кулоновский потенциал соответствует взаимодействию "голых" налетающей частицы и ядра мишени. В случае использования мишени либо потока падающих частиц в виде совокупности нейтральных атомов/молекул, ионов необходимо учитывать эффект электронной экранировки зарядов взаимодействующих ядер, приводящий к уменьшению кулоновского барьера их отталкивания. Это, в свою очередь, приводит к увеличению сечения ядерной реакции по сравнению со случаем взаимодействия "голых" ядер.

На рис. 1 в качестве примера приведена зависимость сечения dd -реакции от энергии столкновения дейтронов, описываемая выражением (1). Пунктиром изображена та область энергий столкновения, для которой практически отсутствует какая-либо экспериментальная информация и которая представляет несомненный интерес в плане исследования указанной реакции¹.

К настоящему времени существует довольно-таки бедный экспериментальный материал по исследованию ядерных реакций между легкими ядрами в указанной области энергий (см. табл. 1).

Таблица 1. Экспериментальные значения сечений ядерных реакций

Реакция	Наименьшая энергия столкновения, кэВ	Сечение, 10^{-24} см ²	Работа
$p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	16.7	4.2×10^{-8}	[16]
$d + d \rightarrow {}^3\text{He} + n$ $\rightarrow t + p$	2.98	2.5×10^{-7}	[15]
$d + t \rightarrow {}^3\text{He} + n$	5.0	5.3×10^{-4}	[17]
$t + t \rightarrow {}^4\text{He} + 2n$	17.1	7×10^{-4}	[18]
$d + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + p$	5.88	$(7.8 \pm 0.6) 10^{-10}$	[19]

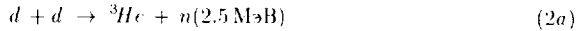
Приведенные значения сечений реакций соответствуют наименьшим из достигнутых энергий столкновения частиц

¹На рис. 1 приведено также экспериментальное значение сечения dd -реакции, соответствующее наименьшей (≈ 3 кэВ) из достигнутых энергий столкновения дейтронов.

Так как диапазон измеряемых значений сечений для интервала энергий столкновения $\text{эВ} \div \text{кэВ}$ составляет $10^{-38} - 10^{-43} \text{ см}^2$, применение классических ускорителей становится крайне проблематичным из-за низкой интенсивности пучков ускоренных частиц. Для разрешения этой проблемы в работах [14,20,21] нами был предложен метод измерения сечений, основанный на использовании высокоинтенсивных радиально конвергируемых ионных потоков, генерируемых в течение имплозии лайнерной плазмы. При этом интенсивность потоков ускоренных ионов составляет $10^{20} - 10^{21}$ частиц в импульсе в указанной области энергий.

Суть метода получения высокоинтенсивных импульсных пучков ионов заключается в следующем. По лайнеру (полая цилиндрическая газовая струя дейтерия (водорода, гелия): сборка диэлектрических нитей из CD_2 (CH_2), расположенных по образующей цилиндра) пропускается мощный импульс тока ($I = 1 - 2 \text{ МА}$), который взрывает его, и образовавшаяся плазма под действием собственного магнитного поля ускоряется в радиальном направлении к мишени, установленной на оси лайнера. Более подробное описание данного метода можно найти в работах [22-27].

Результаты первых экспериментов [28-31], выполненных нами с использованием данной методики, свидетельствуют о том, что предложенный метод измерения сечений позволяет весьма эффективно исследовать свойства реакций между легкими ядрами в области ультранизких энергий. В настоящей работе приведены результаты измерения сечения dd -реакции



σ_{dd}^n в интервале энергий дейтронов $0.1 - 2.1 \text{ кэВ}^2$.

Метод измерения

Метод экспериментального определения сечений σ_{dd}^n традиционен и основан на измерении выхода нейтронов из реакции (2a) при взаимодействии высокоинтенсивного импульсного потока дейтронов, формируемого в процессе имплозии лайнерной плазмы, с дейтериевой мишенью:

$$\sigma_{dd}^n = \frac{N_n}{N_d n_l l \varepsilon_n}, \quad (3)$$

где N_n - число нейтронов, зарегистрированных экспериментальной установкой; N_d - полное число ускоренных дейтронов лайнерной плазмы, падающих на мишень; n_l - плотность дейтронов в мишени; l - пробег дейтронов в мишени; ε_n - эффективность регистрации нейтронов.

В эксперименте может использоваться два типа мишеней: твердотельные (нити из CD_2) либо газовые (струя дейтерия).

Постановка эксперимента

Эксперимент проводился на сильноточном ионном ускорителе [32], созданном в отделе высоких плотностей энергии ИСЭ СО РАН (см. рис. 2).

²Кроме канала dd -реакции с образованием нейтрона возможно также протекание следующих реакций: $d + d \rightarrow t + p + 4.03 \text{ МэВ}$ (2b); $d + d \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma(22.4 \text{ МэВ})$ (2c).

а. Сильноточный ускоритель и блок нагрузки

Сильноточный ускоритель состоит из низковольтного генератора (< 1 МВ) импульсных напряжений (ГИПа); индуктивного накопителя с прерывателем тока на взрывающихся проводниках, коаксиальной водяной формирующей линии с временем зарядки ≈ 500 нс (волновое сопротивление $\rho = 1.1$ Ом), передающей водяной линии с $\rho = 0.8$ Ом и вакуумного диода с блоком нагрузки (индуктивность $31 - 35$ нГ). Передача энергии из индуктивности в формирующую линию, а затем в передающую линию осуществляется с помощью неуправляемых водяных разрядников. Эксперименты проводились при уровне тока в нагрузке генератора ~ 800 кА и времени его нарастания ≈ 90 нс.

Блок нагрузки (см. рис. 3) состоял из быстродействующего газового клапана (1), сверхзвукового сопла (2) ((1) и (2) размещены на высоковольтном электроде вакуумного диода), обратного токопровода (3) с сеточным анодом (4) и синхронизирующего разрядника (5), расположенного непосредственно за сеткой анода. Мишень представляла собой медный стержень (6) диаметром 13 мм с нанесенным на него слоем $C D_2$ толщиной ≈ 0.25 мм, а в случае фоновых измерений - стержень таких же размеров из CN_2 , либо из Cu без какого-либо покрытия. Мишень устанавливалась вдоль оси, проходящей через центр сопла. В межэлектродный зазор со стороны анода вводится одновитковый магнитный зонд (7).

После срабатывания газового клапана, с помощью сопла (2), в межэлектродном зазоре формируется полая цилиндрическая газовая оболочка (лайнер) толщиной ≈ 3 мм и средним диаметром 32 мм, представляющая собой сверхзвуковую струю дейтерия с числом Маха ≈ 4 . В тот момент, когда газовая струя достигает синхронизирующего разрядника, происходит его пробой. По истечении времени t_s (регулируемое время задержки) от момента срабатывания разрядника происходит запуск и срабатывание (выстрел) ускорителя. Погонная масса лайнера (масса лайнера, приходящаяся на единицу длины), в принципе, может варьироваться в широких пределах путем изменения давления газа в клапане, времени задержки t_s и критического сечения сопла. При появлении импульса напряжения на нагрузке газовая оболочка пробивается, ионизуется и быстро разогревается протекающим по ней током. Под действием магнитного поля, создаваемого протекающим по лайнеру током, происходит его сжатие (пинч-эффект). Скорость сжатия определяется формой импульса тока, начальным радиусом лайнера и степенью его радиального сжатия.

б. Методика измерения массы и скорости лайнера

Динамика сжатия лайнера (зависимость радиуса и скорости лайнера от времени) может быть рассчитана с помощью нульмерной модели. В этой модели лайнер рассматривается как бесконечно тонкая сверхпроводящая оболочка, движение которой под действием сил магнитного давления тока описывается следующим уравнением:

$$m(d^2r/dt^2) = -I^2(t)/100r, \quad (4)$$

где m - погонная масса лайнера, г/см; r - радиус лайнера, см; $I(t)$ - ток через лайнер, А. Сравнение экспериментальных и расчетных данных показывает, что динамика сжатия лайнера удовлетворительно описывается нульмерной моделью. Так, например в [33], расчетное и измеренное время сжатия лайнера (время сжатия - время от начала импульса тока до момента максимального сжатия лайнера t_f) различались не более чем на 1.5%.

Определение массы и скорости сжатия лайнера основано на измерении тока через лайнер и времени его сжатия. Момент максимального сжатия фиксируется либо с

помощью детекторов мягкого рентгеновского излучения, либо с помощью магнитного зонда, расположенного вблизи оси лайнера. Зная начальный радиус лайнера и форму импульса тока, по нульмерной модели рассчитывается динамика движения лайнера и определяется время сжатия при различных значениях погонной массы. Масса лайнера и скорость его при $t = t_f$ принимаются равными их расчетным значениям в том варианте расчета, в котором совпадают экспериментально измеренное и расчетное время сжатия.

В эксперименте измерение тока через лайнер производилось с помощью пояса Роговского. Магнитный зонд располагался на радиусе 7.5 мм при выстрелах с мишенью и на радиусе 1.5 мм при выстрелах без нее. Сигнал с магнитного зонда появляется в момент времени t_p , когда лайнер достигает радиуса, на котором расположен магнитный зонд. Масса и динамика сжатия лайнера определялись из нульмерного расчета, в котором через время t_p от начала импульса тока радиус лайнера сравнивается с радиусом расположения магнитного зонда. По рассчитанной динамике сжатия определялась скорость лайнера на радиусе, равном радиусу мишени.

Точность измерения таким методом значений скорости лайнера составляла 10%, что, в свою очередь, соответствовало ошибке в определении массы лайнера не более 20%. При неизменных начальных условиях разброс массы лайнера от выстрела к выстрелу составлял 10%.

Согласно одномерным магнитогидродинамическим расчетам [34] температура ионов в основной массе гелиевого лайнера в стадии его ускорения составляет 50 – 100 эВ. Такая величина ионной температуры является разумной также для плазмы дейтерия. Следовательно, разброс по энергии дейтронов за счет их теплового движения при энергии направленного (радиального) движения ~ 1 кэВ составлял примерно 10%. За счет развития неустойчивостей при сжатии лайнера, разброс дейтронов по энергии дейтронов может достигать большей величины. Однако измерения скорости сжатия лайнера с помощью хронографа дают основания полагать, что при невысоких степенях радиального сжатия (когда степень радиального сжатия лайнера ограничивают размеры мишени) относительное среднеквадратичное отклонение нормального энергетического распределения дейтронов на конечной стадии сжатия лайнера не превышает $\pm 20\%$.

в. Детекторы

На рис. 2 приведена схема экспериментальной установки. Регистрация нейтронов dd -синтеза осуществляется двумя типами детекторов: сцинтилляционными спектрометрами с использованием методики по времени пролета и детекторами тепловых нейтронов на основе пропорциональных счетчиков, заполненных BF_3 и помещенных в полиэтиленовый замедлитель. Сцинтиллятор нейтронного спектрометра выполнен в виде параллелепипеда с размерами $100 \times 100 \times 750$ мм (просматривается с торцов двумя фотоумножителями ХР-2020). Две "стенки" нейтронных спектрометров (в каждой по 4 спектрометра) располагались параллельно и перпендикулярно оси лайнера на расстоянии 3 м от него (см. рис. 2).

Такое расположение спектрометров было обусловлено самой постановкой эксперимента, целью которого являлось измерение не только выхода, но и энергии нейтронов dd -синтеза, вылетающих перпендикулярно и вдоль направления Z-пинча. Согласно результатам экспериментов [35-38] наблюдается зависимость энергии нейтронов реакции (2а), испускаемых из мишени, от угла их вылета по отношению к направлению Z-пинча. Причиной появления такой зависимости являются ускорен-

тельные процессы, обусловленные возникновением нестабильностей Z-пинча.

Три детектора тепловых нейтронов (каждый детектор состоит в среднем из 10 счетчиков BF_3 диаметром 32 мм и длиной 270 мм) располагались на расстоянии 0,75 м от центра мишени (см. рис. 2).

Для подавления загрузки сцинтилляционных спектрометров нейтронов мощным рентгеновским излучением, обусловленным работой высоковольтного генератора ускорителя, они окружались свинцовой защитой толщиной 50 мм. Толщина Pb-защиты BF_3 -детекторов составляла 12 мм. Использование такой защиты, как было показано в работах [28-30], позволило практически полностью подавить загрузку данного типа.

Измерение эффективности регистрации нейтронов BF_3 -детекторами производилось с помощью калиброванного источника ^{252}Cf , помещенного внутрь измерительной камеры 3 (см. рис. 2), в центр области формирования Z-пинча.

Эффективность регистрации нейтронов сцинтилляционным спектрометром определялась расчетным путем методом Монте-Карло. При этом вывод о корректности алгоритма вычисления эффективности сделан на основании сравнения экспериментальных результатов (полученных с помощью источника нейтронов ^{252}Cf , помещенного в измерительную камеру) с результатами расчета.

Суммарная эффективность регистрации нейтронов BF_3 -детекторами составляла $\epsilon_n^{th} = 5 \times 10^{-3}$ (данное значение несколько меньше, чем в предыдущей серии опытов [29,30], так как детекторы тепловых нейтронов располагались на большем расстоянии от оси лайнера), а сцинтилляционными спектрометрами $\epsilon_n^{sc} = 6 \times 10^{-4}$ (при пороге регистрации 0.25 МэВэ, в единицах эквивалентной по световыходу энергии электронов)³.

г.Регистрирующая электроника

Так как сечение реакции (2а) определяется путем измерения выхода нейтронов, необходимо, чтобы информация о зарегистрированном событии включала в себя следующее:

1) время появления сигналов с BF_3 -детекторов и нейтронных спектрометров относительно начала высоковольтного импульса (момента появления высокого напряжения на нагрузке – на лайнере);

2) время появления сигнала с магнитного зонда.

Блок-схема регистрирующей электроники приведена на рис. 4. Приведенная блок-схема электроники предусматривает также регистрацию γ -квантов с энергией 22.4 МэВ с целью измерения сечения реакции (2с).

Электроника включает в себя 16 идентичных временных каналов регистрации нейтронов с помощью сцинтилляционных спектрометров, три спектрометрических канала детекторов тепловых нейтронов, 5 временных и 5 спектрометрических каналов γ -квантов, а также временной канал магнитного зонда. Сигналом "триггер" является сигнал с формирователя "HVD", который запускается высоковольтным импульсом "HVP" в момент появления его на нагрузке (лайнере). Сигнал "HVD", задержанный на 137 нс (время пролета нейтроном с энергией 2.5 МэВ 3-метровой базы) поступает на входы "start" всех времяцифровых преобразователей TDC. На входы "stop" данных преобразователей поступают сигналы с каждого из двух выходов нейтронных сцинтилляционных спектрометров. Измерение времени импозии лай-

³Данная величина порога соответствует положению коллимированного источника γ -квантов в центре спектрометра в точке, равноудаленной от торцов спектрометра, просматриваемых ФЭУ.

пера осуществляется с помощью времязифрового преобразователя, на вход "start" которого подается сигнал "HVD", а на "stop" — сигнал с магнитного зонда.

Спектрометрический канал детекторов тепловых нейтронов включает в себя пред-усилитель, усилитель и параллельный амплитудно-цифровой преобразователь с тактом квантования 1.6 мкс при глубине памяти 1024 канала. Сигнал "HVD" в этом случае является сигналом начала измерения. Защита регистрирующей электроники от помех по цепям питания осуществляется LC-фильтром (5 кВг). Размещение же электроники в специальных металлических боксах позволило осуществить эффективную экранировку ее от мощных электромагнитных наводок. Все магистральные кабели (высоковольтные и высокочастотные) обеспечены дополнительным внешним электромагнитным экраном. Предпринятые меры экранировки регистрирующей аппаратуры позволили подавить уровень наводок до 10 мВ (при отсутствии высокого напряжения на детекторах) [28-30]. Представленная регистрирующая электроника эксперимента собрана в системе "КАМАК" со стандартным протоколом обмена. В процессе проведения эксперимента через каждые 10–12 часов проводилась калибровка спектрометрических каналов регистрирующей аппаратуры с помощью стандартных источников нейтронов и γ квантов $Po-Be$, ^{252}Cf , ^{60}Co , ^{137}Cs , ^{22}Na , ^{241}Am .

Среднеквадратичный временной разброс сигналов с обоих концов спектрометра, соответствующий указанным амплитудным порогам и положению источника, составлял ~ 1 нс, что, в свою очередь, вполне удовлетворяло требованиям эксперимента. Временное разрешение нейтронного спектрометра при пролетной базе 3 м с учетом реальных его размеров составляет 2.3%, а соответствующая величина энергетического разрешения $\sim 5\%$.

Максимальная длительность временного интервала между моментами появления сигналов с двух выходов нейтронного спектрометра при перемещении источника вдоль его сцинтиллятора равна 11 нс.

Проведение эксперимента

Эксперимент включал в себя пять серий опытов, условия проведения которых различались между собой (см. табл. 2).

Принимая во внимание энергетический разброс дейтронов в выстреле ($\Delta E_d/E_d \approx 20\%$), разброс значений средних энергий дейтронов от выстрела к выстрелу ($\approx 10\%$), а также кулоновские потери энергии дейтронов при взаимодействии их с мишенью, нами введены понятия эффективной толщины мишени \tilde{l} и эффективного сечения dd -реакции с образованием нейтрона $\tilde{\sigma}_{dd}^n$ согласно следующим выражениям:

$$\begin{aligned} N_n(x) &= N_d n_t \varepsilon_n \int_E f(E) dE \int_{E'} \sigma_{dd}^n(E') \left(\frac{dE'}{dx}\right)^{-1} dE' = \\ &= N_d n_t S \varepsilon_n \int_0^\infty f(E) dE \int_0^x \frac{e^{-2\pi\eta'}}{E'(E, x')} dx', \end{aligned} \quad (5)$$

$$N_n^{tot} = N_d n_t S \varepsilon_n \int_0^\infty f(E) dE \int_0^\infty \frac{e^{-2\pi\eta'}}{E'(E, x')} dx', \quad (6)$$

$$\frac{N_n(\tilde{l})}{N_n^{tot}} = 0.9, \quad (7)$$

$$N_n^{cal}(\tilde{l}) = 0.9 N_n^{tot} = N_d n_t \varepsilon_n \tilde{\sigma}_{dd}^n \tilde{l}, \quad (8)$$

Таблица 2. Экспериментальные условия

Опыт	1	2	3	4	5	6*
Лайнер	D ₂	D ₂	D ₂	D ₂	D ₂	D ₂ / N ₂
Мишень	CD ₂	CD ₂	CD ₂	Cu	CH ₂	D ₂ /N ₂
\bar{E}_d , кэВ	2.07	0.38	0.10	2.10	2.05	0.44
M _L , мкг	9.3	28.8	47.5	9.3	9.3	33
l _L , см	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5
N _d , 10 ¹⁸	2.8	8.7	14.3	2.8	2.8	0.28
n _t , 10 ²² см ⁻³	8.0	8.0	8.0	—	—	5.2·10 ⁻⁵
d _L ^н , мм	32	32	32	32	32	27
d _t , мм	13	13	13	13	13	13
t, мм	0.25	0.25	0.25	—	—	2.0
k	4	3	3	3	4	55
N _n th	11	7	9	10	9	0
N _n ^{sc}	0	0	0	0	0	0

* эксперимент, выполненный в 1996 г. [30] с использованием двухкаскадного газового лайнера: смесь 17%D₂ + 83%N₂

M_L - масса лайнера; \bar{E}_d - средняя энергия дейтронов, падающих на мишень (данное значение - результат усреднения по выстрелам); n_t - плотность дейтронов мишени; k - число выстрелов в данной серии; l_L - длина лайнера; d_L^н - наружный диаметр лайнера; d_t - диаметр мишени; N_nth, N_n^{sc} - числа нейтронов, зарегистрированных детекторами тепловых нейтронов и сцинтилляционными спектрометрами соответственно; t - толщина мишени

$$\bar{\sigma}_{dd}^n(cal) = N_n^{cal}(\bar{l})/N_d \bar{l} n_t \epsilon_n, \quad (9)$$

$$\bar{\sigma}_{dd}^n(exp) = 0.9 N_n^{exp}/N_d n_t \bar{l} \epsilon_n, \quad (10)$$

где f(E) - функция распределения радиально ускоренных дейтронов по энергии при попадании их в мишень; $\frac{dE'}{dx}$ - удельные потери энергии дейтронов в мишени⁴; $2\pi\eta' = 31.29 Z_1 Z_2 (\mu/E'(E, x'))^{1/2}$; N_n^{tot} - полное число (расчет) зарегистрированных нейтронов dd-синтеза, образовавшихся при взаимодействии пучка дейтронов с энергетическим распределением f(E) с бесконечно толстой дейтериевой мишенью; N_n(\bar{l}) - выход зарегистрированных нейтронов реакции (2а), соответствующий эффективной

⁴Предполагается, что взаимодействие радиально ускоренных дейтронов лайнера происходит с мишенью, находящейся в состоянии полностью ионизованной плазмы. Такое предположение основано на том, что эффективные пробеги дейтронов в исследуемой области энергий (10¹⁵ ат/см² - 10¹⁸ ат/см²) существенно меньше толщины испаряющегося слоя мишени, разогрев которого происходит за счет ударной волны и излучения, возникающих при имплозии лайнера.

толщине мишени (\bar{l}), определяемый выражением (7); $N_n^{cal}(\bar{l})$ - расчетный выход зарегистрированных нейтронов, соответствующий толщине мишени \bar{l} ; $\bar{\sigma}_{dd}^n(cal)$, $\bar{\sigma}_{dd}^n(exp)$ - расчетное и экспериментальные значения эффективного сечения dd -реакции, определяемые формулами (9) и (10) соответственно.

Таблица 3. Экспериментальные и расчетные оценки выходов и эффективных сечений dd -реакции

	Опыт	1	2	3	4*
Экспериментальные значения	\bar{E}_d , кэВ	1.035	0.19	0.05	0.22
	N_n^{th}	≤ 7.0	≤ 4.7	≤ 6.6	≤ 2.3
	N_n^{sc}	≤ 2.3	≤ 2.3	≤ 2.3	≤ 2.3
	\bar{E}'_d , кэВ	1.46	0.34	0.11	0.37
	$\Delta E'_d$, кэВ	0.20	0.03	0.01	0.04
	$\bar{l} \cdot n_t$, 10^{18} см ⁻²	0.8	$2.2 \cdot 10^{-2}$	$1.0 \cdot 10^{-3}$	$2.8 \cdot 10^{-2}$
значения	$\bar{\sigma}_{dd}^{n,th}(90\%)$, см ²	$1.5 \cdot 10^{-34}$	$1.6 \cdot 10^{-33}$	$3.1 \cdot 10^{-32}$	$1.1 \cdot 10^{-33}$
	$\bar{\sigma}_{dd}^{n,sc}(90\%)$, см ²	$4.1 \cdot 10^{-34}$	$6.5 \cdot 10^{-33}$	$9.0 \cdot 10^{-32}$	$1.2 \cdot 10^{-32}$
Расчет	N_n^{th}	0.70	$2.0 \cdot 10^{-15}$	$5.4 \cdot 10^{-37}$	$3.2 \cdot 10^{-14}$
	N_n^{sc}	0.09	$2.4 \cdot 10^{-16}$	$6.5 \cdot 10^{-38}$	$3.8 \cdot 10^{-15}$
	$\bar{\sigma}_{dd}^{n,th}(cal)$, см ²	$1.5 \cdot 10^{-35}$	$7.0 \cdot 10^{-49}$	$2.5 \cdot 10^{-69}$	$8.9 \cdot 10^{-48}$
	$\bar{\sigma}_{dd}^{n,sc}(cal)$, см ²	$1.8 \cdot 10^{-36}$	$8.4 \cdot 10^{-50}$	$3 \cdot 10^{-70}$	$1.1 \cdot 10^{-48}$

*эксперимент [30], выполненный в 1996 г. с двухкаскадным газовым лайнером: 17% D₂ + 83% N₂

N_n^{th} , N_n^{sc} - верхние граничные оценки чисел нейтронов (на 90% уровне достоверности), зарегистрированных BF₃ и сцинтилляционными детекторами соответственно; $\bar{\sigma}_{dd}^{n,th}(90\%)$, $\bar{\sigma}_{dd}^{n,sc}(90\%)$ - верхние граничные экспериментальные оценки эффективных сечений dd -реакции (соответствующие интервалам энергий столкновения дейтронов ($\bar{E}'_d - \Delta E'_d$) \div ($\bar{E}'_d + \Delta E'_d$)), на 90% уровне достоверности найденные из анализа данных (по формуле (10)), полученных с помощью BF₃ и сцинтилляционных спектрометров соответственно; $\bar{\sigma}_{dd}^{n,th}(cal)$, $\bar{\sigma}_{dd}^{n,sc}(cal)$ - расчетные значения указанных выше эффективных сечений реакции (2а)

На рис. 5 для приведенных в таблице 2 параметров лайнера и мишени даны расчетные (согласно формуле (5)) дифференциальные распределения вероятности регистрации нейтронов dd -реакции экспериментальной установкой, использованной в настоящей серии опытов.

Каждой паре значений \bar{l} и $\bar{\sigma}_{dd}^n$ (см. табл. 3) соответствует определенный интервал энергий столкновения дейтронов ($\bar{E}'_d - \Delta E'_d \leq E'_d \leq (\bar{E}'_d + \Delta E'_d)$), где \bar{E}'_d - среднее значение энергии столкновения дейтронов для распределения плотности вероятности регистрации нейтронов dd -синтеза или, другими словами, среднее значение энергии столкновения дейтронов, дающих вклад в экспериментально измеренный выход реакции (2а) (на рис. 5 значения \bar{E}'_d указаны над соответствующими пиками); $\Delta E'_d$ - среднеквадратичный энергетический разброс дейтронов, определяемый функцией распределения плотности вероятности регистрации нейтронов dd -синтеза.

Из результатов анализа полученных экспериментальных данных следует, что ни в одном из выстрелов с мишенью из CD₂ (опыты 1-3) не обнаружено в пределах

статистических ошибок превышения счета событий, зарегистрированных как BF₃-детекторами, так и сцинтилляционными спектрометрами, над уровнем фона (опыты 4-5). Наличие столь слабых потоков нейтронов в экспозициях 1-5, по всей видимости, обусловлено возникновением неустойчивостей лайнерной плазмы в момент максимального ее сжатия (момент времени, когда лайнер достигает поверхности стержня-мишени). Что касается сцинтилляционных детекторов, то ни в одном из выстрелов в опытах 1-5 не было зарегистрировано ни одного нейтрона.

Зная массы лайнеров в каждом выстреле, эффективность регистрации нейтронов, можно определить, используя формулы (5)-(10), граничные оценки эффективного сечения dd -реакции $\bar{\sigma}_{dd}^n$ с образованием нейтрона для приведенных выше средних значений энергии дейтронов, падающих на мишень из CD_2 .

В таблице 3 приведены результаты проведенных опытов. Заметим, что найденные оценки эффективных сечений dd -реакции определены с использованием экспериментальных данных, полученных с помощью сцинтилляционных спектрометров и детекторов тепловых нейтронов.

Как видно из данных таблицы 3, полученные нами верхние граничные оценки эффективных сечений dd -реакции с образованием нейтронов согласуются с результатами вычислений данной величины по формулам (5)-(10) в предположении справедливости выражения (1) - отсутствие резонансов или каких-либо аномалий в поведении dd -сечения в диапазоне энергий столкновения дейтронов ($\bar{E}'_d - \Delta E'_d \leq E'_d \leq (\bar{E}'_d + \Delta E'_d)$).

Найденные граничные оценки эффективных сечений указаны также на рис. 1.

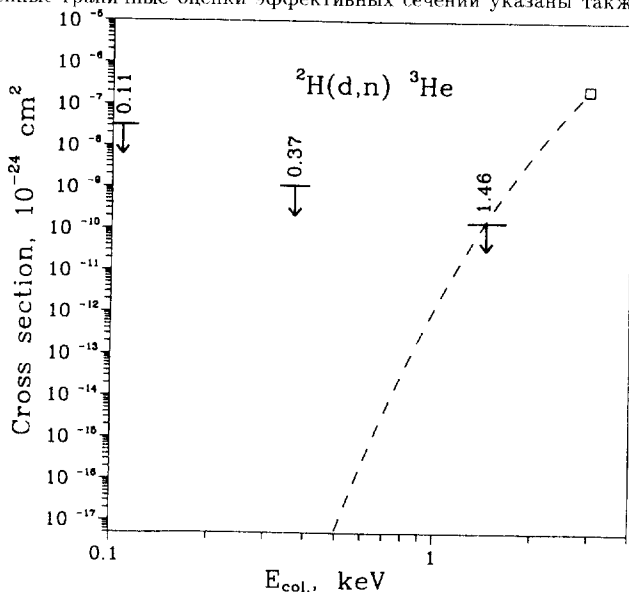


Рис. 1. Зависимость сечения dd -реакции от энергии столкновения дейтронов. Пунктир - область планируемых исследований; \square - эксперимент [15]; ∇ - экспериментально найденные (настоящая работа) на 90% уровне достоверности верхние граничные оценки значений эффективных сечений dd -реакции, соответствующие указанным интервалам энергий столкновения дейтронов. На рисунке приведены также значения \bar{E}'_d для каждого из указанных интервалов

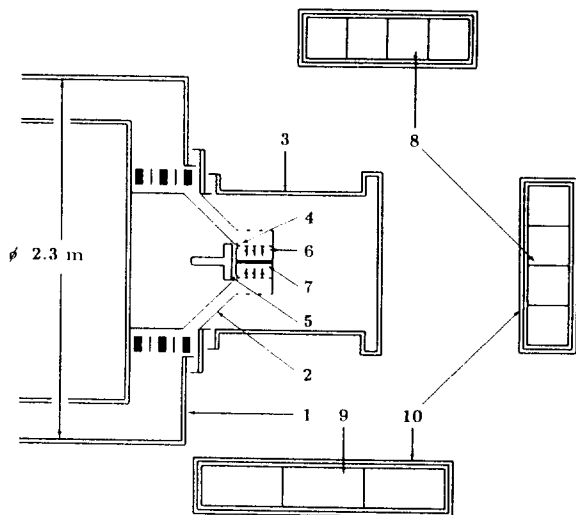


Рис. 2. Схема экспериментальной установки. 1 - сильноточный ионный ускоритель; 2 - модуль нагрузки ускорителя; 3 - измерительная камера; 4 - сверхзвуковое сопло; 5 - быстродействующий газовый клапан; 6 - лайнер; 7 - мишень; 8 - сцинтилляционный спектрометр (8 шт.); 9 - детектор тепловых нейтронов (3 шт.); 10 - защита из свинца

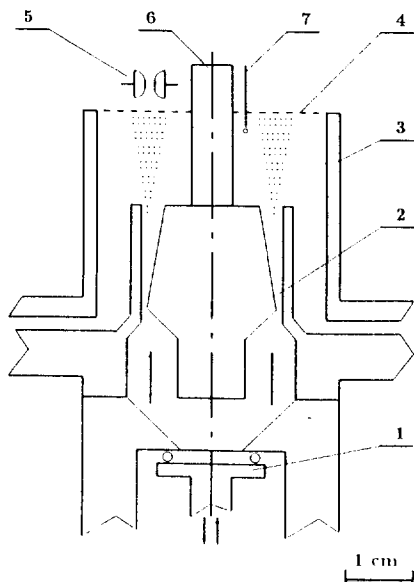


Рис. 3. Конструкция блока нагрузки. 1 - быстродействующий газовый клапан; 2 - сверхзвуковое сопло; 3 - обратный токопровод; 4 - сеточный анод; 5 - синхронизирующий разрядник; 6 - мишень; 7 - магнитный зонд

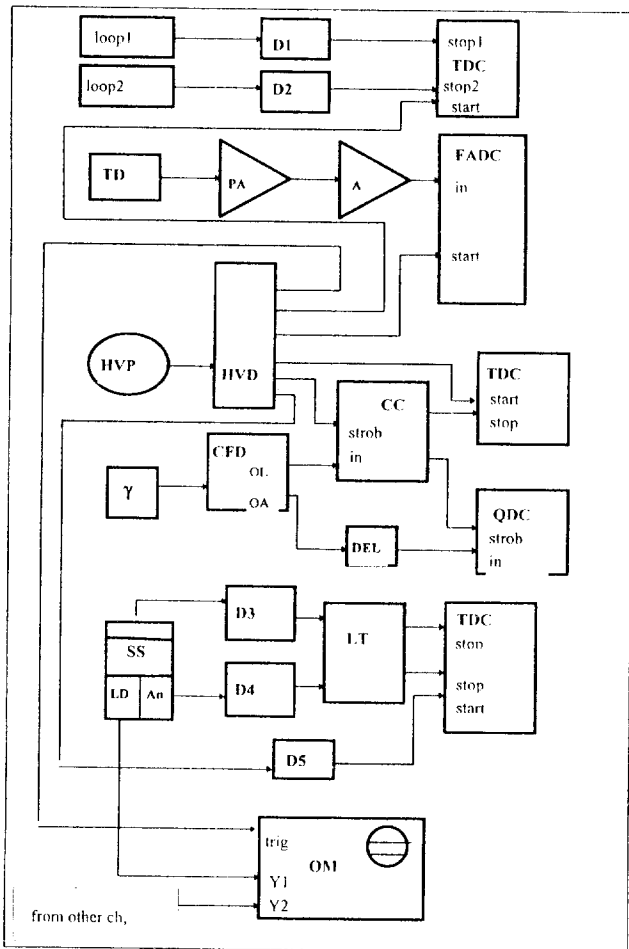


Рис. 4. Блок-схема регистрирующей электроники. loop1, loop2 - магнитные зонды; D1 - D5 - дискриминаторы; TDC - времяцифровые преобразователи; TD - детектор тепловых нейтронов; PA, A - предусилитель и усилитель; FADC - параллельный амплитудно-цифровой преобразователь; HVP - высоковольтный импульс на блоке нагрузки; HVD - дискриминатор; CC - схема совпадений; γ - детектор γ -квантов; SS - сцинтилляционный спектрометр нейтронов; DEL - линия задержки; QDC - преобразователь заряд-код; LD, An - выходы сцинтилляционного спектрометра (последний диод и анод фотоумножителя); LT - преобразователь уровней; OM - осциллограф с запоминающей трубкой

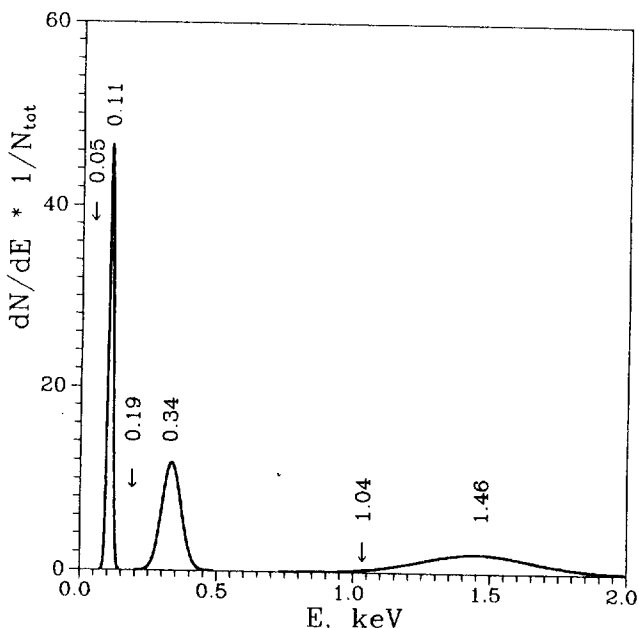


Рис. 5. Дифференциальные распределения вероятности регистрации нейтронов dd - синтеза для различных значений средней энергии столкновения дейтронов. Значения энергий столкновения указаны над соответствующими распределениями. Стрелками указаны положения центров тяжести начальных распределений по энергии столкновения дейтронов

Следует отметить, что с уменьшением энергии столкновения дейтронов граничная оценка dd - сечения растет, т. к. эффективный пробег дейтрона в плазме уменьшается (см. формулу (10)).

Для определения сечений dd -реакции в области ультранизких энергий с указанием ошибки измерения необходимо в планируемом эксперименте увеличить эффективность регистрации нейтронов и интенсивность дейтронов (в выстреле), падающих на мишень.

В таблице 4 в качестве примера приведены расчетные выходы зарегистрированных продуктов реакции dd -синтеза (предполагается, что в планируемом эксперименте производится регистрация не только канала (2а) dd -реакции, но и (2b)), соответствующие параметрам ускорителя МИГ (ИСЭ РАН, Томск) [39] и большей эффективности регистрации нейтронов (\approx в 5 раз) по сравнению с данной характеристикой существующей экспериментальной установки [28-31].

Данные, касающиеся канала (2с) dd -реакции с образованием γ -квантов с энергией 22.4 МэВ, не приведены, т. к. сечение данного процесса крайне мало в предположении отсутствия каких-либо резонансов в характере его поведения.

В рассмотренном мнемоническом эксперименте предполагалось использование двухкаскадного газового лайнера, аналогичного [30]. Для регистрации заряженной компоненты dd -реакции (канал (2b)) используются твердотельные трековые детекторы [40] из CR-39 (PM-355), расположенные вокруг лайнера на расстоянии 5 - 7 см

от его оси. Трековые детекторы позволяют регистрировать протоны и более тяжелые заряженные частицы в присутствии значительного фона γ -квантов, нейтронов, мощных электрических и магнитных полей, возникающих при работе сильноточного ускорителя.

Таблица 4. Расчетные выходы продуктов dd -реакции

E_{col} , кэВ	N_n^{th}	N_n^{sc}	N_p
0.80	0.3389E+00	0.8473E-01	0.3389E+01
1.00	0.9458E+01	0.2364E+01	0.9458E+02
1.20	0.1159E+03	0.2897E+02	0.1159E+04
1.40	0.8390E+03	0.2098E+03	0.8390E+04
1.60	0.4235E+04	0.1059E+04	0.4235E+05
1.80	0.1647E+05	0.4117E+04	0.1647E+06
2.00	0.5263E+05	0.1316E+05	0.5263E+06
2.20	0.1443E+06	0.3608E+05	0.1443E+07
2.40	0.3496E+06	0.8741E+05	0.3496E+07
2.60	0.7641E+06	0.1910E+06	0.7641E+07
2.80	0.1530E+07	0.3826E+06	0.1530E+08
3.00	0.2844E+07	0.7111E+06	0.2844E+08

Данные значения получены в расчете на один "выстрел" ускорителя МИГ (ИСЭ РАН, Томск) при следующих параметрах лайнера: $N_d = 6 \cdot 10^{19}$ д/импульс; $n_t = 3 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$; $I = 2.5$ МА; $\varepsilon_n^{th} = 2 \cdot 10^{-2}$; $\varepsilon_n^{sc} = 5 \cdot 10^{-3}$; $\varepsilon_p = 2 \cdot 10^{-1}$ - эффективность регистрации протонов dd -реакции; N_p - выход зарегистрированных протонов

Из данных таблицы 4 видно, что в настоящее время абсолютно реально с использованием уже имеющихся сильноточных импульсных ускорителей [38,41-44] с током генератора порядка 2 – 3 МА измерить парциальные сечения dd -реакции (2а) и (2б) в диапазоне энергий столкновения дейтронов 0.8 – 3 кэВ.

Для уменьшения энергетического разброса дейтронов, падающих на мишень, и подавления возможности возникновения неустойчивостей в процессе имплозии лайнерной плазмы, по мнению авторов, заслуживает внимания рассмотрение методики, базирующейся на использовании "инверсного" Z-пинча [45,46].

Авторы благодарны проф. В.Б. Бруданину, Е. Неводничанскому и Е. Хрынкевичу за постоянный интерес и поддержку в процессе выполнения работы, В.Ф. Борейко за помощь при создании и эксплуатации электроники эксперимента.

Литература

1. S.P. Merkuriev et al., Proc. Int. Conf. on the theory of Few Body and Quark — Hadronic Systems, Dubna, D4 87–692, 1987, 6.
2. J.L. Friar, Proc. Int. Conf. on the theory of Few Body and Quark — Hadronic Systems, Dubna, D4 87–692, 1987, 70.
3. C. Bargholz, Nucl. Phys., A474, 1987, 1.
4. J.L. Friar et al., Phys. Lett., B251, 1990, 11.
5. В.Ф. Харченко и др., Ядерная Физика, 55, 1992, 86.
6. A.C. Phillips, Phys. Rev., 170, 1968, 952.
7. A.C. Phillips, Nucl. Phys., A184, 1972, 337.
8. J. Torre and B. Goulard, Phys. Rev., C28, 1983, 529.
9. H.J. Assenbaum et al., Z. Phys., A327, 1987, 461.
10. C. Angulo et al., Z. Phys., A513, 1990, 316.
11. S.E. Koonin and M. Mukerjee, Phys. Rev., C42, 1990, 1639.
J.R. Oppenheimer and M. Phillips, Phys. Rev., 48, 1935, 500.
12. U. Greife et al., Z. Phys., A351, 1995, 107.
13. C. Rolfs, Proc. Int. School of Phys. "Enrico Fermi", Course C.3, Villa Monastero, 23 June — 3 July 1987, edited by P.Kienle, R.A.Ricci and A.Rubbino, North Holland, 1989, p.417; J.N. Bachall and M.H. Pinsonneault, Rev. Mod. Phys., 64, 1992, 885; M. Arnould and Forestini, Nuclear Astrophysics, Proc. of the Third Int. Summer School, La Rabida, Huelva, Spain, June 1988, Springer-Verlag, Research Reports in Physics, p.48.
14. V.B. Belyaev et al., Nukleonika, 40, 1995, 85.
15. A. Krauss et al., Nucl. Phys., A465, 1987, 150.
16. G.M. Griffiths et al., Can. J. Phys., 42, 1963, 724.
17. N. Jarmie et al., Phys. Rev. C, 29, 1984, 2031.
18. В.И. Серов и др., Атомная Энергия, 42, 1988, 66.
19. S. Engstler et al., Phys. Lett., B202, 1988, 179.
20. V.B. Belyaev et al., JINR preprint, D15-92-324, Dubna, 1992.
21. V.B. Belyaev et al., JINR preprint, D15-95-375, Dubna, 1995; to be published in Nukleonika.
22. P.G. Burkhalter et al., J. Appl. Phys., 50, 1979, 1.
23. Н.Ф. Ковшаров и др., ПТЭ, 6, 1987, 84.
24. F.S. Feller et al., Phys. Fluids, 31, 1988, 2053.
25. M.A. Libberman and A.B. Budko, AIP Conf. Proc., 195, 1989, 174.
26. У.И. Rahman et al., Phys. Fluids, 28, 1985, 1226.
27. С.А. Сорокин, С.А. Чайковский, Физика Плазмы, 19, 1993, 856.
28. Vit.M. Bystritskii et al., 10-th IEEE International Pulsed Power Conference, Abstract Book, P2-67, Albuquerque, NM, July 10-13, 1995, USA.
29. Вит.М. Быстрицкий и др., Препринт ОИЯИ, D15-96 11, Дубна, 1996.
30. Вит.М. Быстрицкий и др., Ядерная Физика, 60, 1997, 1349.
31. Vit.M. Bystritskii et al., Proceedings Intern. Conf. on Plasma, June 1996, Prague.
32. А.В. Лучинский, Известия Высш. Уч. Заведений, 12, 1995, 52.
33. W. Clark et al., J. Appl. Phys., 53, 1982, 4099.
34. В.А. Гасилов и др., Препринт ИАЭ, № 4767/6, Москва, 1989.
35. Л.А. Арцимович, Управляемые термоядерные реакции. Изд. физико-математической литературы, Москва, 1961, с.170-172.
36. В.В. Вихрев, Физика Плазмы, 12, 1986, 454.
37. А.В. Батюнин и др., Физика Плазмы, 16, 1990, 1027.

38. V. Smirnov et al. In dense Z-pinch—1993, edited by M.Paines and A.Knight. AIP Conf. Proc., No.299 (AIP, New York, 1994).
39. А.В. Лучинский и др., Известия ВУЗов, сер. Физика, 38, 1995, 58; А.В. Лучинский и др., Известия ВУЗов, сер. Физика, 12, 1997, 67.
40. С. Дюррани, Р. Балл. Твердотельные трековые детекторы. М.: Энергоатомиздат, 1990. с.149.
41. H.U. Rahman et al. Phys.Rev.Lett., 74, 1995, 714.
42. J.P. Quintenz et al., Proc. 11-th Intern. Conference on High Power Particle Beams, June 10-14, Prague, Czech Republic, v.1, p.1, 1996.
43. J. Thompson et al., Proc 10-th Inter. Confer. on on High Power Particle Beams, San Diego, June 20-24, v.1, p.12, 1994.
44. B. Weber et al., Proc. 11-th Inter. Confer. on on High Power Particle Beams, June 10-14, Prague, Czech Republic, v.1, p.121, 1996.
45. А.Л. Великович, М.А. Либерман. Физика ударных волн в газах и плазме, Москва, "Наука", 1987.
46. C.F. Stebbins and G.C. Vlases, Phys. Fluids, 21, 1978, 1939.

Рукопись поступила в издательский отдел
11 августа 1998 года.

Быстрицкий В.М. и др.

D15-98-239

Экспериментальное изучение dd -реакции

в области ультранизких энергий с использованием Z -пинча

Приведены результаты экспериментов по измерению сечения dd -реакции в диапазоне энергий столкновения дейтронов 0,1–1,5 кэВ с использованием техники Z -пинча. Эксперимент проводился на высокоточном импульсном ускорителе Института высокоточной электроники Со РАН (г. Томск). Регистрация нейтронов из реакции dd -синтеза осуществлялась сцинтилляционными детекторами по времени пролета и детекторами тепловых нейтронов на основе BF_3 .

На 90 % уровне достоверности найдены верхние граничные оценки сечений dd -реакции с образованием нейтронов, соответствующие средним энергиям столкновения дейтронов 0,11, 0,34, 0,37 и 1,46 кэВ.

Показано, что использование более интенсивных импульсных ускорителей с током генератора 2–3 МА позволит измерить сечения dd -реакции в диапазоне энергий столкновения дейтронов 0,8–3 кэВ.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1998

Перевод авторов

Bystritsky V.M. et al.

D15-98-239

Experimental Investigation of dd Reaction
in Range of Ultralow Energies Using Z -Pinch

Results of the experiments to measure the dd reaction cross section in the range of deuteron collision energies from 0.1 keV to 1.5 keV using Z -pinch technique are presented. The experiments was performed at the Pulsed Ion Beam Accelerator of the High-Current Electronics Institute in Tomsk. The dd fusion neutrons were registered by scintillation detectors using time-of-flight method time-of-flight scintillator detectors and BF_3 detectors of thermal neutrons.

At 90 % confidence level, the upper limits of the neutron producing dd reaction cross sections are obtained for average deuteron collision energies of 0.11, 0.34, 0.37 and 1.46 keV.

The results demonstrate that high-intensity pulsed accelerators with a generator current of 2–3 MA allow the dd reaction cross sections to be measured in the range of deuteron collision energies from 0.8 keV to 3 keV.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1998

Редактор Е.Ю.Шаталова. Макет Н.А.Киселевой

Подписано в печать 24.08.98
Формат 60 × 90/16. Офсетная печать. Уч.-изд. листов 1,8
Тираж 180. Заказ 50869. Цена 2 р. 16 к.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
Дубна Московской области