

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Беллев В. Б и др. . . .

Д15-95-378

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
МЕЖДУ ЛЕГКИМИ ЯДРАМИ
ПРИ УЛЬТРАНИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ 100+2000 эВ
(ПРОЕКТ LESI)

Направлено в журнал «Nuclear Instruments and Methods»

1995

Исследование взаимодействий между легкими ядрами
при ультранизких энергиях 100 + 2000 эВ (проект LES1)

Целью настоящего проекта является измерение сечений $pd-$, $dd-$, $d^3\text{He-}$ реакций в области энергий столкновения 100 + 2000 эВ при использовании наносекундных ионных пучков, получаемых с помощью линейной плазмы. Выполнение экспериментов, согласно данному проекту, позволит впервые получить информацию о характеристиках исследуемых ядерных реакций в указанной области ультранизких энергий. Решение данной задачи с использованием классических ускорителей практически неосуществимо, т.к., согласно теоретическим оценкам, диапазон значений сечений исследуемых реакций в указанной области энергий составляет 10^{-43} + 10^{-32} см². Для регистрации продуктов ядерных реакций (γ -квантов, заряженных частиц и нейтронов) используются детекторы на основе кристаллов NaI(Tl), твердотельные детекторы CR-39 и сцинтилляционные детекторы с применением методики по времени пролета, соответственно. Данная экспериментальная программа осуществима на сильноточных импульсных ускорителях СНОП-111 и ГИТ-8 ИСЭ РАН (Томск).

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1995

Перевод авторов

Belyaev V.B. et al.

D15-95-378

Investigation of Interactions between Light Nuclei
at Superlow Energies 100 + 2000 eV (Project LES1)

The aim of this project is the measurement of the cross sections of $pd-$, $dd-$ and $d^3\text{He-}$ reactions in the range of collision energies from 100 to 2000 eV making use of nanosecond ion beams obtained with the aid of linear plasma. Implementation of the experiments foreseen by this project will make possible a first determination of the characteristics of the investigated reactions in the region of ultralow energies indicated. This problem cannot be resolved, practically, with the aid of classical accelerators, since theoretical estimations show the cross sections of the reactions investigated to be within the range from 10^{-43} to 10^{-32} cm² for the energies indicated. The products of the nuclear reactions, i.e. γ -quanta, charged particles and neutrons, are to be detected by detectors based on NaI(Tl) crystals, by CR-39 solid-state detectors, and by plastic scintillation detectors involving the TOF technique, respectively. The experimental program can be implemented at the high-current accelerators SNOP-111 and GIT-8 of the RAS IHCE (Tomsk, Russia).

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

В.Б.Беляев, Вяч.М.Быстрицкий, В.М.Гребенюк, О.И.Картавцев,
С.С.Паржицкий, Б.М.Сабилов, В.Т.Сидоров, С.Г.Стеценко, В.А.Столушин
Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Т.Л.Булгаков, Г.А.Месяц, А.А.Синебрюхов, В.А.Синебрюхов,
Институт электрофизики РАН, Екатеринбург

Вит.М.Быстрицкий
Калифорнийский университет, Ирвайн, США

Я.Возняк, А.Гула, Е.Лончки, М.Филиппович, В.Чаплинский
Факультет физики и ядерной техники АГН, Краков, Польша

Ф.Е.Зязюля
Национальный научно-учебный центр физики частиц и высоких энергий
при БГУ, Минск, Беларусь

С.К.Андрухович
Институт физики АН Беларуси, Минск

А.В.Лучинский, Н.А.Ратахин, С.А.Сорокин, С.А.Чайковский
Институт сильноточной электроники РАН, Томск

I. Физическое и методическое обоснование проекта

Исследование сильных взаимодействий легчайших ядер при ультранизких энергиях ($T \sim \text{эВ} + \text{кэВ}$) представляет значительный интерес. При тепловых энергиях существуют данные только по взаимодействию нейтронов: длины pn -, nd -, pHe -, nLi - рассеяний в различных спиновых состояниях. Для исследования вопроса о зарядовой симметрии ядерных сил необходимы данные о длинах pp -, pd -, pHe - и т.д. рассеяний, а также о других характеристиках (фазах рассеяния, вероятностях) в указанной области энергий. С этой же целью необходимы данные о сечениях реакций $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$, $p + t \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma$ и др. в области энергий от единиц эВ до нескольких кэВ. Анализ фаз дублетного nd -рассеяния указывает на наличие виртуального уровня в этой системе с квантовыми числами трития¹¹. Возникает вопрос об изучении такого же состояния в pd - системе. Наличие виртуального уровня может изменить в 10 раз значение дублетной длины pd - рассеяния при экстраполяции существующих данных, полученных при энергиях ~ 400 кэВ, в область ультранизких энергий¹¹.

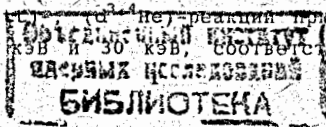
Теоретический анализ кулоновской энергии ${}^3\text{He}$ указывает¹² на то, что никакой из существующих NN-потенциалов не позволяет (в рамках зарядовой симметрии ядерных сил) объяснить экспериментальное значение данной величины ($E_{\text{theor}} = 0,65$ МэВ, $E_{\text{exp}} = 0,76$ МэВ).

Кроме исследования ядерных сил при ультранизких энергиях значительный интерес представляет изучение процесса радиационного захвата в реакциях $p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$, $n + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma$ и др. с точки зрения изучения структуры обменных мезонных токов¹³, которые имеют существенный вклад при этих энергиях.

Большой интерес представляет также изучение некоторых динамических загадок, например существование слабосвязанных состояний или резонансов в малодронных системах.

Наконец, представляется весьма актуальным исследование реакций с легчайшими ядрами в плане разрешения ряда проблем, существующих в астрофизике^{14, 5}. Например, при анализе распространенности легких ядер в звездах и Галактике значения сечений ядерных реакций для астрофизической области энергий (\sim кэВ) получают путем экстраполяции ядерных сечений, полученных при более высоких значениях энергии, при этом предполагается отсутствие резонансов или какого-либо другого аномального поведения сечений в этой области энергий, например, вклада от подавленных компонент в.ф. (как контрпример см. экстраполяцию в переходе $d + d \rightarrow {}^4\text{He} + \gamma$ ¹⁵).

К настоящему времени существуют экспериментальные данные о сечениях (pd)-, (dd)-, (dt)- и ($d + d \rightarrow {}^4\text{He}$)-реакций при энергиях столкновения выше 50 кэВ, 3 кэВ, 5 кэВ и 30 кэВ соответственно, причем значения



сечений данных реакций лежат в области $\sim 10^{-30} + 10^{-31} \text{ см}^2$ ^{16-10/}. Так как согласно теоретическим вычислениям диапазон значений сечений исследуемых реакций в области энергий (эВ + кэВ) составляет $10^{-32} + 10^{-43} \text{ см}^2$, применение классических ускорителей для измерения сечений данных процессов в указанной области энергий становится неприемлемым из-за низкой интенсивности пучков ускоренных частиц (p, d, t, ³He).

В связи с этим мы предлагаем использовать высокоинтенсивные радиально конвергируемые ионные пучки, генерируемые в течение имплозии лайнерной плазмы. Интенсивность пучков, полученных таким методом, составляет $\sim 10^{20}$ частиц в импульсе в указанной области энергий ^{11-17/}.

Суть метода получения высокоинтенсивных ионных пучков заключается в следующем. По лайнеру (сборка из диэлектрических CD₂- и CH₂-нитей, расположенных по образующим цилиндра; газовая струя инжектируется в вакуум через сверхзвуковое сопло с электромагнитным вентилем) пропускается мощный импульс тока, который взрывает его. Затем плазма лайнера ускоряется к оси под давлением магнитного поля, пропускаемого по ней тока (см. рис. 1). Время существования устойчивого сжатого состояния составляет величину от единиц до нескольких десятков наносекунд и определяется как радиусом сжатого состояния, так и максимальной скоростью сжатия лайнера к оси, однако этого времени достаточно для протекания ядерных реакций. Для нагрева лайнера до температуры ~ 1 кэВ необходимо ускорить плазму лайнера до скорости $V_{\text{max}} = 3 \times 10^7 \text{ см/с}$, при этом ток через лайнер должен составлять 1 - 2 МА, а мощность, выделяемая электрофизической установкой в нагрузку, порядка 1 ТВт.

В этом случае максимальная энергия ускоренных протонов, дейтронов, тритонов, ядер ³He и ⁴He лайнерной плазмы составляет 0,6 кэВ, 1,2 кэВ, 1,8 кэВ и 2,4 кэВ, соответственно. Относительные флуктуации энергии ускоренных частиц при указанных значениях энергии составляют $\approx 20\%$.

Следует отметить, что предложенный метод получения высокоинтенсивных ионных пучков позволяет варьировать энергию ускоренных частиц (p, d, t, ³He, ...) в диапазоне от 100 эВ до указанных максимальных значений энергии данных частиц. Это в свою очередь дает уникальную возможность детального исследования зависимости сечения ядерных реакций от энергии столкновения частиц в области ультранизких энергий.

Отличительной особенностью постановки экспериментов по исследованию сильных взаимодействий легких ядер в области ультранизких энергий столкновения с использованием высокоинтенсивных ионных пучков лайнерной плазмы является то, что появляется реальная возможность понизить нижнюю границу диапазона измерения сечений исследуемых реакций ($\sigma \sim 10^{-38} + 10^{-42} \text{ см}^2$) ^{18/}.

Принимая во внимание указанные параметры ионных пучков, мы предлагаем на первом этапе провести исследования следующих ядерных реакций (см. таблицу 1).

Таблица 1. Расчетные значения сечений ядерных реакций

Реакция	Энергия продуктов реакции (МэВ)	Сечения реакций (10^{-24} см^2)	Энергия столкновения (кэВ)
$p + d \rightarrow {}^3\text{He} + \gamma$	$E_\gamma = 5,5$	1×10^{-21} 1×10^{-13}	0,4 1,6
$d + d \rightarrow \begin{cases} {}^3\text{He} + n \\ t + p \end{cases}$	$E_n = 2,5; E_{He} = 0,8$ $E_p = 3,0; E_t = 1,0$	2×10^{-16} 3×10^{-8}	0,6 2,4
$d + d \rightarrow \alpha + \gamma$	$E_\gamma = 23,8$	4×10^{-23} 7×10^{-15}	0,6 2,4
$d + {}^3\text{He} \rightarrow {}^5\text{Li} + \gamma$	$E_\gamma = 16,4$	1×10^{-10}	12,0
$d + {}^3\text{He} \rightarrow {}^4\text{He} + p$	$E_p = 14,7; E_{He} = 3,7$	1×10^{-6}	12,0

(В таблице приведены максимальные значения энергии столкновения частиц для двух вариантов постановки экспериментов на установках СНОП-III ((pd)- и (dd)-реакции) и ГИТ-8 ((d³He)-реакция): лайнер плюс твердотельная мишень и лайнер - самосталкивающиеся пучки ускоренных ионов и соответствующие им значения сечений исследуемых реакций.)

Учитывая дальнейшее совершенствование техники мощных импульсных ионных пучков в ИСЗ РАН ^{19/} (можно ожидать в ближайшее время повышения уровня тока на лайнерную нагрузку до 5,5 МА) появляется реальная возможность увеличить на порядок как массу лайнера, так и энергию ускоренных ионов. Это, в свою очередь, открывает возможность исследования ядерных реакций с легкими ядрами (He, Li, Be) в области ультранизких энергий (см. таблицу 2).

II. Экспериментальная установка

На рис. 1 приведена схема экспериментальной установки. Установка включает в себя мощный высоковольтный наносекундный генератор,

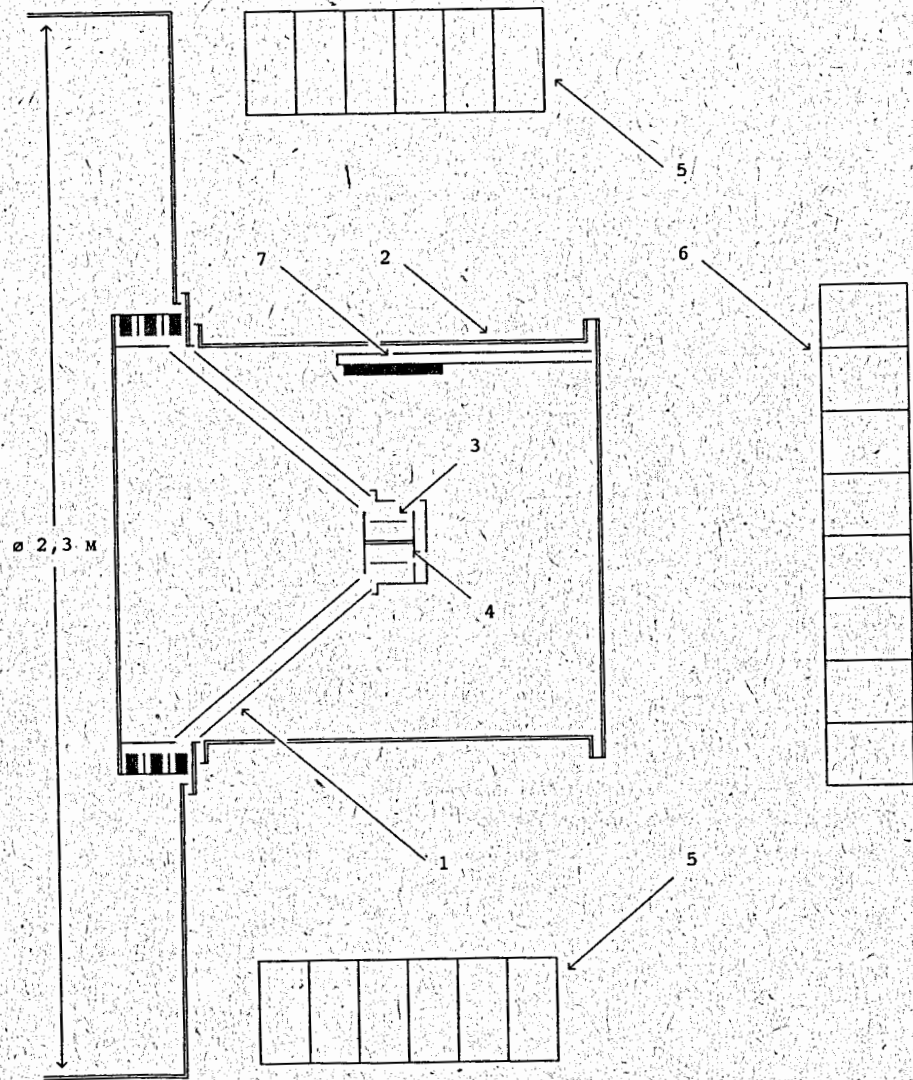


Рис. 1. Схема экспериментальной установки
 1 - нагрузочный модуль ускорителя СНОП-III; 2 - диагностическая камера;
 3 - лайнер; 4 - мишень; 5 - γ -детекторы на основе кристаллов NaI(Tl) (12 шт.); 6 - Детекторы нейтронов на основе пластического сцинтиллятора (8 шт.); 7 - трековый детектор на основе полимера CR-39 (CR-85).

нагрузочный модуль с лайнером, детекторы различных типов для регистрации продуктов ядерных реакций, регистрирующую электронику и систему диагностики ионных пучков.

II.1. Ускоритель

Например, ускоритель СНОП-III (см. рис. 2) имеет четыре ступени компрессии - первичный накопитель энергии (150 кДж) и три водяные формирующие линии. Первичный накопитель выполнен в виде ГИНа, имеющего 12 ступеней, каждая из которых нагружена на первичную обмотку трансформатора; вторичные обмотки трансформатора соединены последовательно. ГИН нагружен на промежуточную одиночную линию с водяной изоляцией; затем следуют формирующая и передающая линии.

Основными параметрами высоковольтного генератора ускорителя являются амплитуда тока I через лайнер и длительность импульса тока τ . Для ускорителя СНОП-III $I = 1,2$ МА при $\tau = 60$ нс, а для ГИТ-8 - $I = 5,5$ МА при длительности переднего фронта импульса тока 1,5 мкс.

Нагрузочный узел ускорителя состоит из изолятора и вакуумного подвода энергии к лайнеру. Вакуумный подвод выполнен в виде конического коаксиала, его индуктивность вместе с индуктивностью изолятора не превышает 40 нГн.

II.2. Лайнер

В эксперименте предполагается использование лайнеров двух типов: твердотельных и газовых²⁰⁻²².

Твердотельный лайнер представляет собой сборку нитей из CH_2 либо CD_2 , выполненную в виде "белчьего колеса". Диаметр лайнера 20 - 30 мм, а длина его 10 - 30 мм. Диаметр нити CH_2 (CD_2) составляет 7 - 10 мкм. Полная масса всех нитей лайнера $\sim 10^{-4}$ г. Количество лайнеров определяется необходимым, с точки зрения физики исследуемых процессов, количеством срабатываний ускорителя (после каждого срабатывания ускорителя необходима смена лайнера).

Газовый лайнер (см. рис. 3, 4) представляет собой полу струю водорода, дейтерия гелия либо их смеси, формируемую с помощью кольцевых сопел Ловала и инжектируемую в вакуум.

Каждый из двух типов лайнеров имеет как преимущества, так и недостатки. К преимуществам газового лайнера относятся относительная простота изготовления, возможность работать без вскрытия вакуумной камеры в течение нескольких импульсов, большее по сравнению с твердотельным

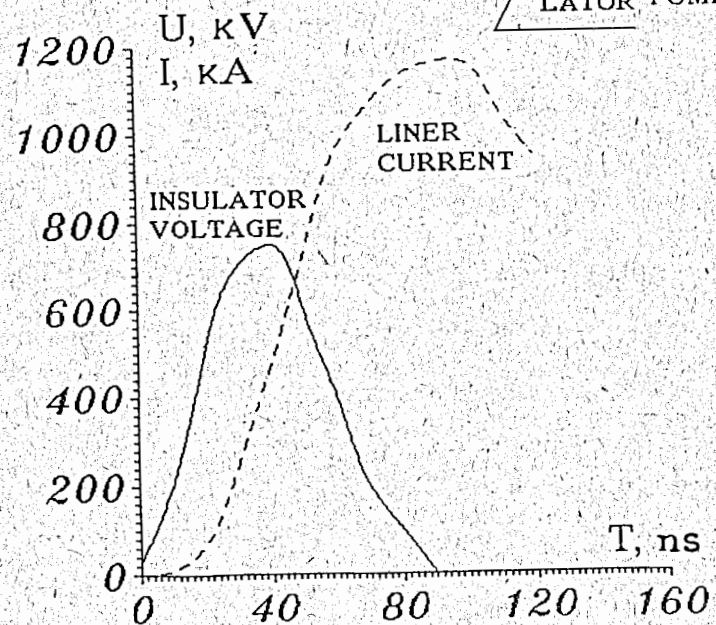
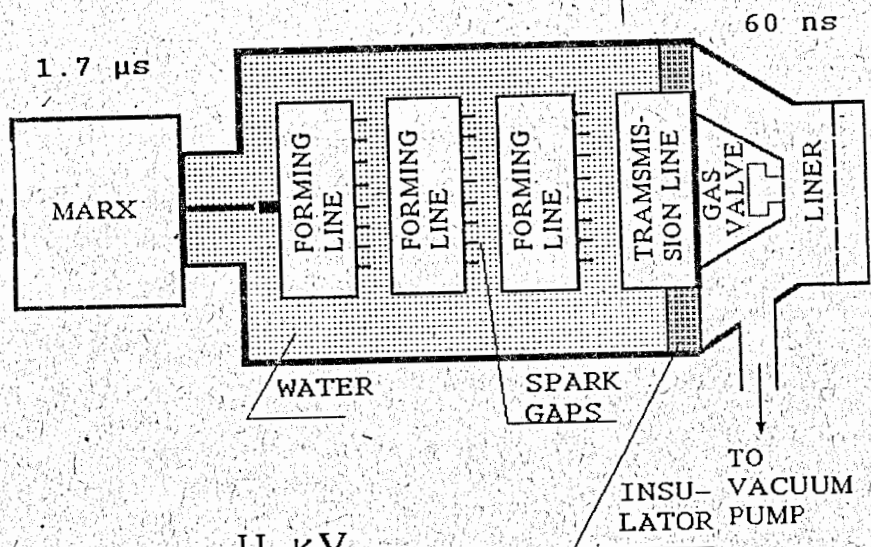


Рис. 2. а) Схема ускорителя СНОФ-III.

б) Зависимости напряжения на изоляторе и тока через лайнер от времени (время отсчитывается с момента срабатывания высоковольтного разрядника).

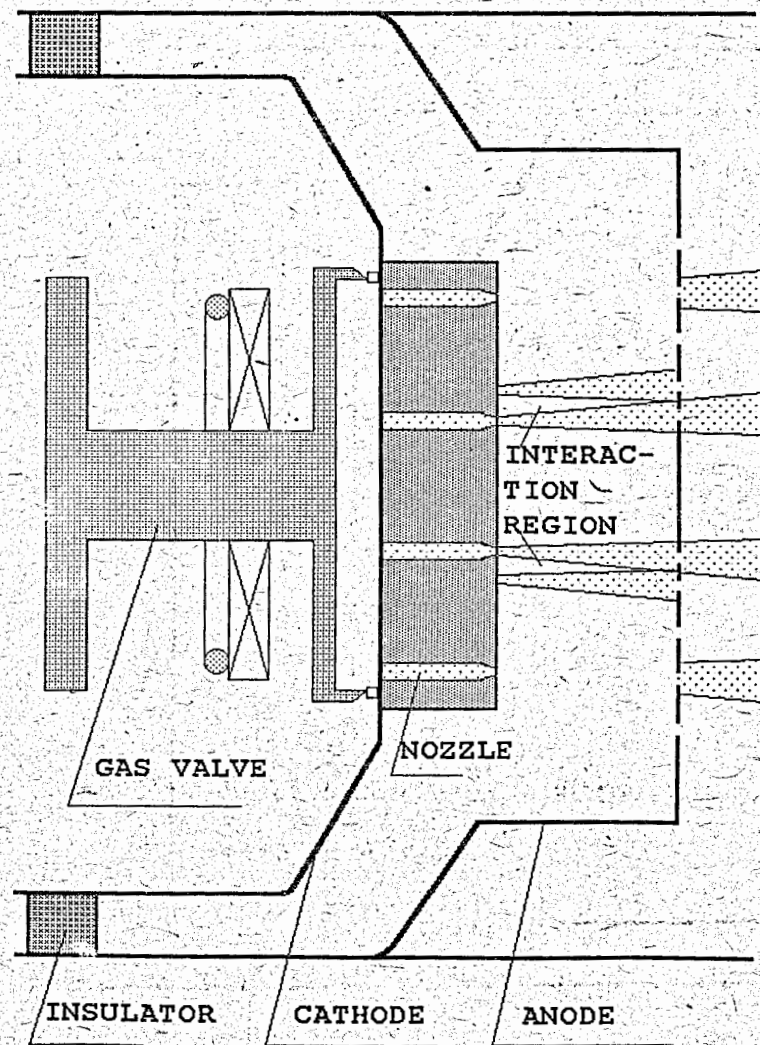


Рис. 3. Постановка эксперимента в режиме "лайнер-самосталкивающиеся пучки".

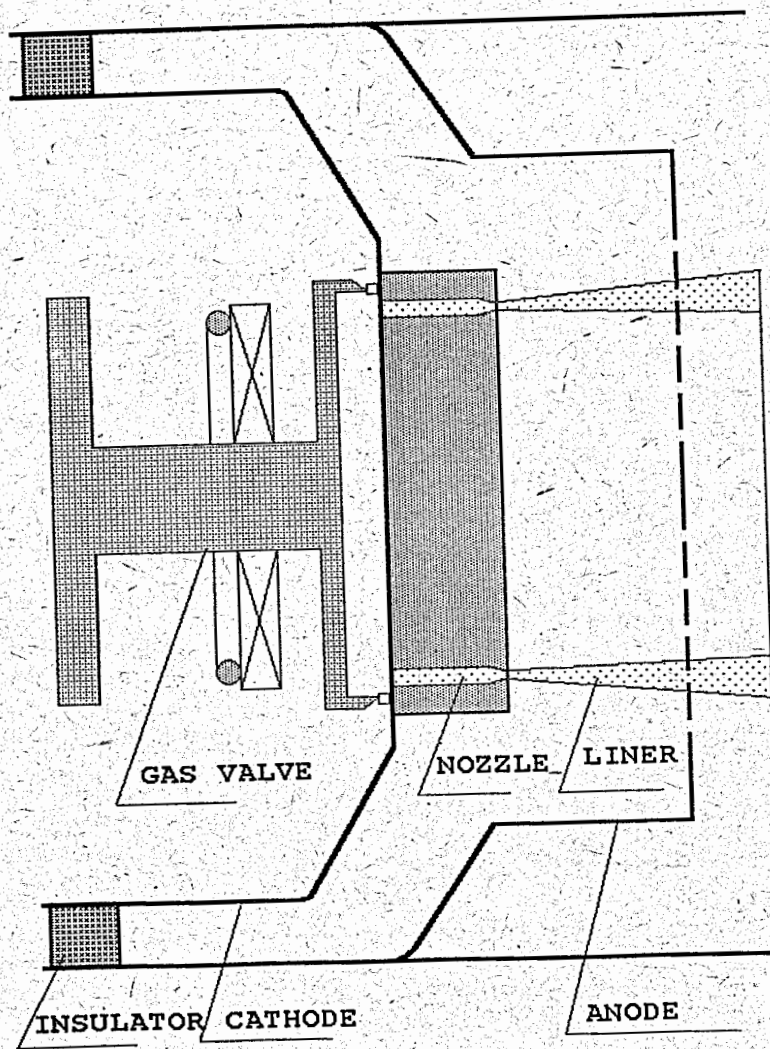


Рис. 4. Постановка эксперимента в режиме "газовый лайнер - газовая мишень".

Реакция	Энергия продуктов реакции (МэВ)	Расчетные значения сечения реакции при разл. энергиях столкновений (10^{-24} см ²)
$d + {}^6\text{Li} \rightarrow p + {}^7\text{Li} + 5,026 \text{ МэВ}$	$E_p = 5,5$	2×10^{-10} (15 кэВ)
$p + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma + 5,6 \text{ МэВ}$	$E_\gamma = 5,6$	7×10^{-13} (9 кэВ)
$p + {}^6\text{Li} \rightarrow \alpha + {}^3\text{He} + 4,02 \text{ МэВ}$	$E_\alpha = 1,7$ $E_{\text{He}} = 2,3$	3×10^{-11} (9 кэВ)
$d + {}^7\text{Li} \rightarrow \alpha + {}^7\text{He} + 14,23 \text{ МэВ}$	$E_\alpha = 7,9$ $E_{\text{He}} = 6,3$	1×10^{-7} (15 кэВ)
$d + {}^3\text{He} \rightarrow {}^5\text{Li} + \gamma + 16,39 \text{ МэВ}$	$E_\gamma = 16,4$	1×10^{-10} (12 кэВ)
$d + {}^3\text{He} \rightarrow p + {}^4\text{He} + 18,35 \text{ МэВ}$	$E_p = 14,7$ $E_{\text{He}} = 3,7$	$\sim 10^{-6}$ (12 кэВ)
${}^3\text{He} + {}^3\text{He} \rightarrow 2p + {}^4\text{He} + 14 \text{ МэВ}$	сплошной спектр	1×10^{-10} (30 кэВ)
$d + {}^6\text{Li} \rightarrow {}^8\text{Be} + \gamma + 22,3 \text{ МэВ}$	$E_\gamma = 22,3$	5×10^{-16} (30 кэВ)
$d + {}^6\text{Li} \rightarrow 2\alpha + 22,4 \text{ МэВ}$	$E_\alpha = 11,2$	1×10^{-10} (15 кэВ)
$p + {}^7\text{Li} \rightarrow {}^8\text{Be} + \gamma + 17,3 \text{ МэВ}$	$E_\gamma = 17,3$	2×10^{-14} (9 кэВ)
$p + {}^7\text{Li} \rightarrow 2\alpha + 17,34 \text{ МэВ}$	$E_\alpha = 8,67$	8×10^{-13} (9 кэВ)
${}^3\text{He} + {}^4\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be} + \gamma + 1,6 \text{ МэВ}$	$E_\gamma = 1,586$	2×10^{-19} (17 кэВ)
$d + {}^4\text{He} \rightarrow {}^6\text{Li} + \gamma + 1,5 \text{ МэВ}$	$E_\gamma = 1,475$	5×10^{-15} (13 кэВ)
$d + t \rightarrow \alpha + n + 17,6 \text{ МэВ}$	$E_\alpha = 3,5$ $E_n = 14,4$	4×10^{-14} (0,72 кэВ) 6×10^{-6} (2,88 кэВ)
$t + t \rightarrow \alpha + 2n + 11,3 \text{ МэВ}$	сплошной спектр	1×10^{-16} (0,9 кэВ) 2×10^{-7} (3,6 кэВ)

количество водорода или дейтерия. Недостатками газового лайнера являются неоднородность его толщины по длине, связанная с этим неодновременность прихода частиц к оси лайнера и меньшее время существования лайнера в устойчивом состоянии. Твердотельный лайнер, несмотря на наличие тяжелых примесей, более однороден по длине и более устойчив в сжатом состоянии. Предполагается на начальной стадии экспериментов работа с лайнерами обоих типов и выбор оптимальной конструкции и типа лайнера.

В качестве мишени предполагается использовать как непосредственно лайнер - в этом случае по достижении конечной фазы сжатия лайнера будет происходить взаимодействие противоположно направленных потоков частиц, так и твердотельную либо газовую мишени (твердотельная мишень - нить из CH_2 (CD_2), расположенная на оси лайнера; газовая мишень - струя газа (H_2 , D_2), формируемая соплами Ловала и имеющая направление вдоль оси лайнера).

Выражение для оптимальной массы лайнера на единицу длины определяется в гидродинамическом приближении как:

$$M(\text{г/см}) = 2 \cdot 10^{10} \times I^2 (\text{МА}) \times \ln(R/r) \times V^{-2} (\text{см/с}), \quad (1)$$

где M - масса лайнера на единицу длины, I - ток ускорителя; R , r - начальный и конечный радиусы лайнера; V - скорость имплозии лайнера на конечном этапе. Выбирая параметры лайнера, $R = 2$ см, $r = 0,1$ см, $L = 3$ см (длина лайнера), мы получаем, что для массы лайнера 2×10^{-4} г максимальная скорость и энергия ускоренных протонов при $I = 1,2$ МА (СНОП-III) составляют $3,5 \cdot 10^7$ см/с и 600 эВ, соответственно ($I_p \approx 6 \cdot 10^{20}$ протонов/импульс).

Для водородной композиции лайнеров (CH_2 , CD_2) данное значение массы позволяет получать конвергируемые потоки ионов в процессе имплозии на уровне 10^{19} частиц в импульсе.

В предлагаемых экспериментах при работе с твердотельной мишенью, расположенной по оси лайнера, главной трудностью принципиального характера нам представляется следующее: на конечной стадии сжатия лайнера, из-за развития ряда неустойчивостей, возможно появление частиц с энергией 100 - 300 кэВ. Согласно имеющимся экспериментальным данным доля этих частиц составляет 10^{-12} - 10^{-10} от полного числа ускоренных ионов. Поскольку сечение исследуемых реакций в диапазоне энергий сотни кэВ составляет величину порядка 10^{-28} см², то выход реакций при одном срабатывании ускорителя от высокоэнергетичных частиц будет сравним с числом реакций от частиц в интересующем нас диапазоне энергий.

Возможны два пути решения этой проблемы. Первый из них^{/23/} заключается в том, что расположив на оси лайнера твердотельную мишень

конечного диаметра мы не дойдем до фазы конечного сжатия и тем самым не допустим развития неустойчивостей в плазме.

Второй метод заключается в использовании внешнего магнитного поля^{/24/}.

Полученные к настоящему времени результаты свидетельствуют о том, что наложение аксиального внешнего магнитного поля существенно подавляет развитие неустойчивостей и снижает содержание высокоэнергетичных частиц на несколько порядков.

Другими трудностями технического порядка (в плане детектирования продуктов исследуемых реакций и работы регистрирующей электроники) являются: достаточно мощное тормозное излучение, возникающее при работе сильноточного ускорителя, и электромагнитные наводки.

II.3. Детекторы γ -квантов, нейтронов и заряженных частиц

Как видно из таблиц 1, 2, продукты исследуемых ядерных реакций представляют собой γ -кванты, нейтроны и заряженные частицы.

Для регистрации γ -квантов (pd)-, ($d^3\text{He}$)-, ($d^6\text{Li}$)-, ($p^{6,7}\text{Li}$)-, ($^3\text{He}^4\text{He}$)-реакций используется 12 сцинтилляционных детекторов на основе кристаллов NaI(Tl) диаметром 150 мм и толщиной 150 мм, расположенных симметрично относительно оси лайнера на расстоянии порядка 1 м.

Для измерения выхода нейтронов реакции (dd)-синтеза и определения их энергии в эксперименте используется методика по времени пролета. Восемь детекторов на основе пластического сцинтиллятора размером $750 \times 100 \times 100$ мм³ (каждый из них просматривается с торцов двумя ФЭУ XR2020) устанавливаются относительно лайнера на расстоянии 3 м (пролетная база). В этом случае сигналом "триггер" является сигнал от детектора тормозного излучения, возникающего при появлении напряжения на выходе ускорителя.

Регистрация заряженных частиц осуществляется трековыми детекторами из полимеров CR-39 и CN-85^{/25/} (толщиной ~ 1 мм), расположенными вокруг лайнера на расстоянии 5 - 7 см от его оси (детекторы CR-39 и CN-85 полностью покрывают боковую поверхность полого цилиндра-оправки, который является наружным коаксиальным цилиндром по отношению к лайнеру).

Трековые детекторы CR-39 (CN-85) 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.

Одновременное использование в эксперименте детекторов различных типов позволит с одной стороны определить соотношение между различными каналами исследуемых реакций, а с другой - повысить достоверность полученных результатов, например, в случае (dd)-реакции выход ядер He^3 ,

измеренный с помощью трековых детекторов, и выход нейтронов, измеренный с помощью времяпролетного спектрометра, должны совпадать между собой. Кроме этого появляется реальная возможность корректного учета фоновых процессов, сопутствующих протеканию изучаемых реакций.

II.4. Регистрирующая электроника

Использование различных типов детекторов для регистрации продуктов исследуемых (pd)-, (dd)-, и (d^3He)-реакций требует, с учетом специфики работы сильноточных импульсных ускорителей, принципиально отличной друг от друга организации электронной логики экспериментов.

Так как сечения исследуемых процессов определяются на основании измерения выходов γ -квантов и нейтронов, образующихся в (pd)-, (dd)-, (d^3He)-реакциях, протекающих в течение устойчивой фазы Z-пинча ($10 \div 30$ нс), необходимо, чтобы информация о зарегистрированных событиях при изучении (pd)-, (dd)- и (d^3He)-реакций включала в себя следующее:

- а) время появления γ -кванта относительно моментов начала высоковольтного импульса и максимального сжатия лайнера установок СНОП-III и ГИТ-8;
- б) амплитуду сигнала с γ -детектора (для последующего отбора событий, лежащих в области регистрации γ -квантов (pd)-, (dd)-, (d^3He)-синтеза): $E_{\gamma}(pd) = 5,5$ МэВ; $E_{\gamma}(dd) = 23,8$ МэВ; $E_{\gamma}(d^3He) = 16,4$ МэВ.

Кроме этого, в случае (dd)-реакции: время появления сигналов с нейтронных детекторов, расположенных на расстоянии 3 м от лайнера, относительно моментов начала высоковольтного импульса и максимального сжатия лайнера задержано на 137 нс (время пролета нейтроном с энергией 2,5 МэВ данной базы составляет 137 нс).

Блок-схема регистрирующей электроники в эксперименте по измерению сечений (pd)-, (d^3He)-реакций приведена на рис. 5. Регистрирующая электроника включает в себя 12 идентичных каналов (количество каналов определяется числом γ -детекторов), каждый из которых состоит из модернизированного преобразователя заряд-код КА001, на вход которого поступают сигналы с анода ФЭУ XP2020, соответствующего γ -детектора. Сигнал с последнего диода ФЭУ подается на вход модернизированного формирователя КЛ352 (1201). С выходов формирователей через преобразователь уровней КЛ351 сигналы поступают на входы "старт" время-цифровых преобразователей КА317 (КА371). На входы "стоп" всех преобразователей подается задержанный на ≈ 120 нс (длительность высоковольтного импульса) сигнал начала высоковольтного импульса.

На вход "Управление" преобразователей КА001 поступает импульс длительностью 10 нс с выхода формирователей КЛ352, установленных в каждом из соответствующих каналов. Кроме этого, для измерения времени

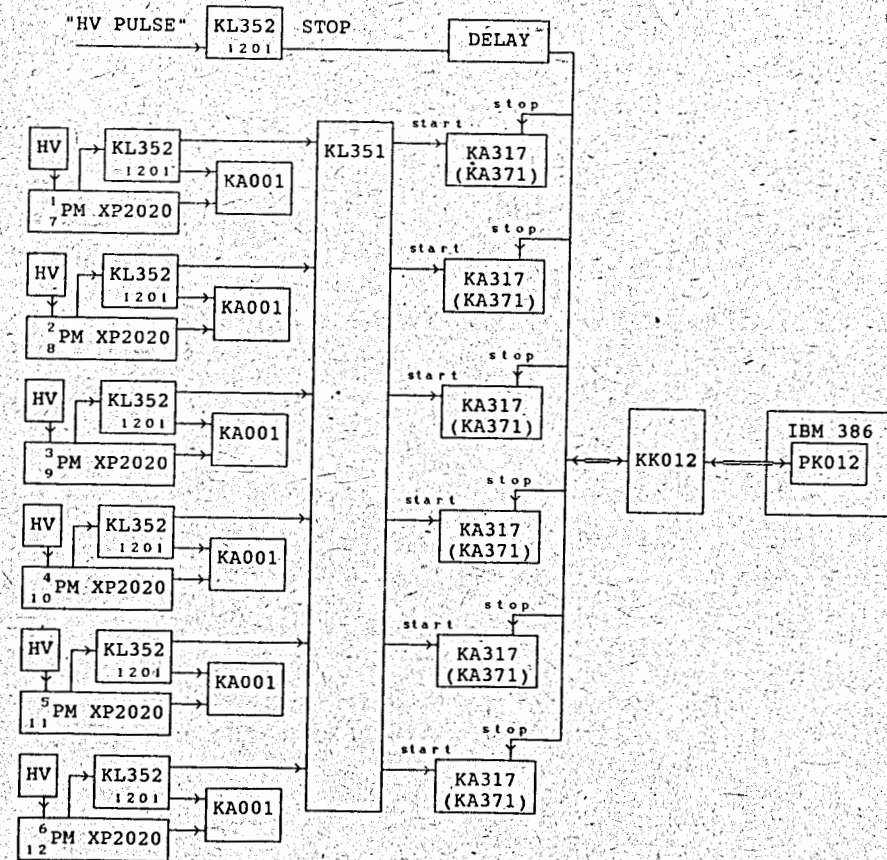


Рис. 5. Блок-схема регистрирующей электроники в эксперименте по измерению сечения (pd)-реакции.

возникновения неустойчивостей Z-пинча относительно начала высоковольтного импульса, в электронной логике предусмотрен еще один преобразователь время-код (KA317; KA371) на вход "старт" которого подается сигнал начала высоковольтного импульса, а на вход "стоп" - сигнал о том, что лайнер находится в максимально сжатом состоянии.

Блок-схема регистрирующей электроники в эксперименте по измерению сечения (dd)-реакции представлена на рис. 6. Регистрирующая электроника включает в себя, кроме системы регистрации γ -квантов, описанной выше, также и систему регистрации нейтронов с энергией 2,5 МэВ по времени пролета, которая представляет собой 16 идентичных каналов (на каждый нейтронный детектор приходится 2 канала, т.к. его сцинтиллятор просматривается двумя ФЭУ XP2020). Сигнал с анода каждого ФЭУ поступает на формирователь KL353, а затем через преобразователь уровней KL351 поступает на входы "стоп" преобразователей время-код KA317 (KA371). На входы "старт" всех преобразователей подается задержанный на 137 нс сигнал начала высоковольтного импульса. В системе предусмотрен также преобразователь время-код (KA317, KA371) для измерения времени возникновения неустойчивостей Z-пинча относительно начала высоковольтного импульса.

Представленная регистрирующая электроника для проведения экспериментов собрана из стандартных блоков в системе КАМАК со стандартным протоколом обмена.

Сбор информации с обеих систем осуществляется с помощью входного регистра КР 007 и интеллектуального крейт-контроллера КМ 080.

Связь КМ 080 с IBM PC осуществляется по протоколу RS-232.

II.5. Диагностическая аппаратура для контроля процесса формирования Z-пинча

- 1) Детектор тормозного излучения - фотоэлектронный регистратор.
- 2) Высоковольтные делители.
- 3) dv/dt - зонды.

III. Проведение эксперимента

Измерение сечений исследуемых ядерных реакций можно проводить в различных вариантах постановки эксперимента: 1) твердотельный лайнер - твердотельная мишень; 2) твердотельный лайнер - газовая мишень; 3) газовый лайнер - газовая мишень; 4) лайнер - самосталкивающиеся пучки.

Принимая во внимание параметры ионных пучков ускорителей СНОП-III и ГИТ-в, а также эффективность регистрации продуктов ядерных реакций, можно

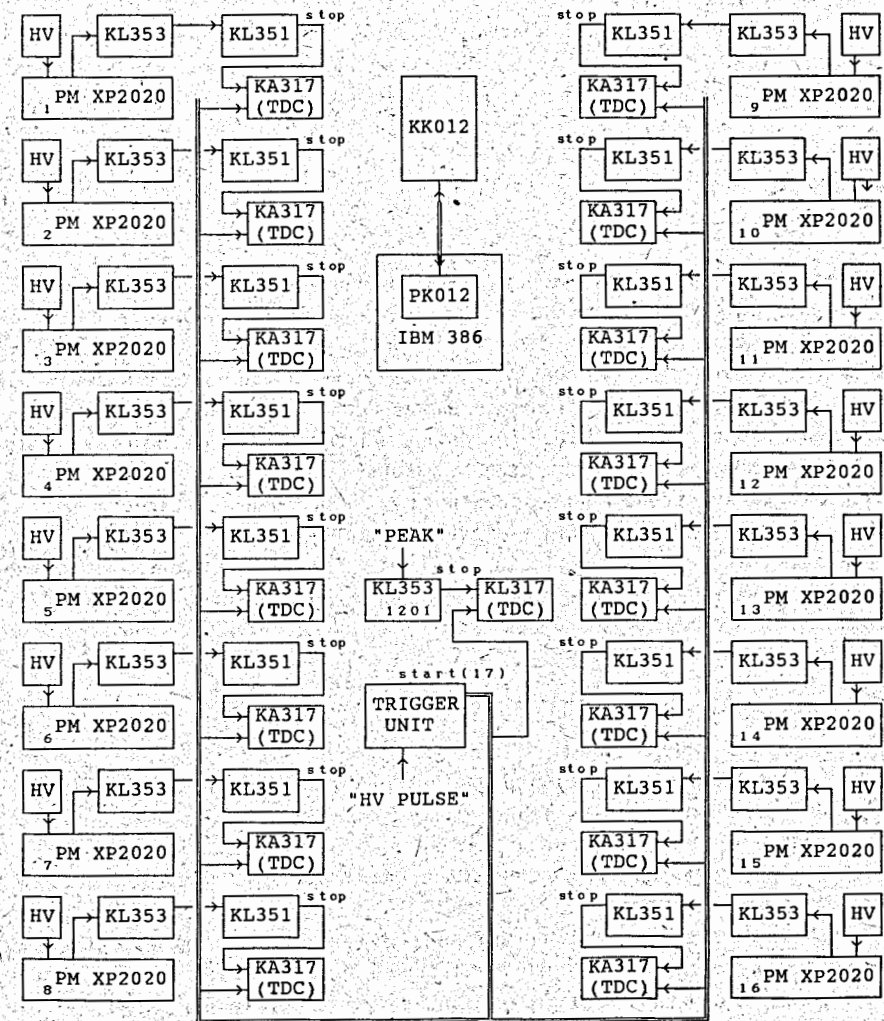


Рис. 6. Блок-схема регистрирующей электроники в эксперименте по измерению сечения (dd)-реакции.

оценить, в качестве примера, нижние граничные значения измеряемых сечений процессов, (см. таблицу 1) для двух вариантов постановки экспериментов: 1) и 4). Оценки измеряемых сечений реакций для вариантов постановки эксперимента 2) и 3) лежат внутри интервала, ограниченного приведенными ниже оценками сечений для вариантов 1) и 4).

III.1. (pd)-реакция

Рассмотрим проведение эксперимента по измерению сечения (pd)-реакции на ускорителе СНОП-III в постановке 1) и 4). В первом случае в качестве лайнера используются нити из CD_2 , а мишень, расположенной по оси лайнера, является нить из CH_2 . Во втором случае используется лайнер в виде полой газовой струи (смесь газообразного дейтерия и водорода в соотношении концентраций 1:1) - случай самосталкивающихся потоков ионов водорода и дейтерия (дополнительная мишень отсутствует) в области оси лайнера. В данном эксперименте производится регистрация γ -квантов ($p + d \rightarrow {}^3He + \gamma$) с энергией 5,5 МэВ двенадцатью NaI(Tl)-детекторами.

В случае использования лайнера и твердотельной мишени можно определить нижнюю граничную оценку сечения (pd)-реакции (в расчете на один цикл срабатывания ускорителя):

$$\sigma_{pd} = \frac{1}{n_p \times \epsilon_\gamma \times l \times I_d} \quad (2)$$

где n_p - атомарная плотность водорода в мишени ($n_p = 8 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$);

ϵ_γ - эффективность регистрации γ -квантов;

l - длина пробега дейтрона в мишени ($l \sim 5 \times 10^{-5} \text{ см}$);

I_d - интенсивность потока дейтронов, падающих на мишень ($I \sim 2 \cdot 10^{19}$ частиц/импульс).

Значение эффективности регистрации γ -квантов с энергией 5,5 МэВ вычислялось методом Монте-Карло и оказалось равным: $\epsilon_\gamma = 5 \times 10^{-3}$ (при амплитудном пороге регистрирующей аппаратуры, соответствующем энергии γ -квантов, равной 2 МэВ). Согласно приведенным значениям величин n_p , ϵ_γ , I_d нижняя граничная оценка измеряемого сечения (pd)-реакции (при энергии дейтронов 1,2 кэВ) в расчете на один цикл срабатывания ускорителя равна:

$$\sigma_{pd}(\gamma) = 3 \times 10^{-36} \text{ см}^2.$$

В случае же лайнер - самосталкивающиеся пучки нижняя граничная оценка измеряемого сечения (pd)-реакции при $E_{col} = 1,6 \text{ кэВ}$ может быть определена как:

$$\sigma_{pd} = \frac{2\pi \cdot r^2 \cdot L}{I_d \cdot I_p \cdot \epsilon_\gamma \cdot V_t \cdot \tau_{mt}} \quad (3)$$

где r - радиус лайнера в сжатом состоянии ($r \approx 10^{-1} \text{ см}$);

L - длина лайнера ($L \approx 1 - 3 \text{ см}$);

I_d , I_p - интенсивности сталкивающихся потоков дейтерия и водорода ($I_d \approx 4 \cdot 10^{19}$ дейтронов/импульс; $I_p \approx 4 \cdot 10^{19}$ протонов/импульс);

V_t - скорость сталкивающихся протонов и дейтронов;

τ_{mt} - время удержания Z-пинча ($\tau_{mt} \approx (1 + 3) \cdot 10^{-8} \text{ с}$).

Подставляя значения величин I_d , I_p , ϵ_γ , V_t и τ_{mt} в формулу (3), получим соответствующую граничную оценку сечения (pd)-реакции:

$$\sigma_{pd}(\gamma) = 3 \cdot 10^{-38} \text{ см}^2.$$

Увеличивая число циклов срабатываний ускорителя до 200 (эта цифра обусловлена разумным временем эксплуатации ускорителя $\sim 300 \text{ ч}$ и необходимым количеством изготовленных лайнеров), можно понизить граничное значение измеряемого сечения (pd)-реакции:

1) лайнер и твердотельная мишень - $\sigma_{pd}(\gamma) = 2 \cdot 10^{-38} \text{ см}^2$;

2) лайнер - самосталкивающиеся пучки - $\sigma_{pd}(\gamma) = 2 \cdot 10^{-40} \text{ см}^2$.

При сравнении полученных граничных оценок измеряемого сечения (pd)-реакции с расчетными значениями данной величины (см. табл. 1) следует, что в случае использования лайнера - самосталкивающиеся пучки появляется реальная возможность получить не только верхнюю граничную оценку сечения (pd)-реакции для энергий столкновения ниже 0,8 кэВ, но и корректные значения сечения данной реакции в области энергии выше 0,8 кэВ.

Использование же лайнера и твердотельной мишени позволит дать только лишь верхнюю граничную оценку сечения pd-реакции в области энергий столкновения, меньших 0,4 кэВ.

III.2. (dd)-реакция

Рассмотрим две постановки (1 и 2) эксперимента по измерению сечений (dd)-реакции в области ультранизких энергий столкновения на ускорителе СНОП-III. В первой постановке используется лайнер из нитей CD_2 и дополнительная мишень (нить из CD_2), расположенная по его оси. Во второй

постановке используется газовый лайнер, из струи чистого газообразного дейтерия (столкновение между собой ускоренных ионов лайнерной плазмы в области оси лайнера).

Как в первом, так и во втором случае производится регистрация протонов, тритонов и ядер ${}^3\text{He}$ с помощью трековых детекторов CR-39 (CN-85), а нейтронов - восемью сцинтилляционными детекторами с использованием методики по времени пролета.

Ниже приведены оценки граничных значений измеряемого сечения (dd)-реакции для двух вариантов постановки эксперимента в расчете на одно срабатывание ускорителя.

1) Лайнер из нитей CD_2 и мишень (нить из CD_2), расположенная по его оси:

$$\sigma_{dd} = \frac{1}{n_d \times \epsilon_{n,\gamma, \text{ch}} \times l \times I_d} \quad (4)$$

где I_d - интенсивность потока дейтронов ($I_d \approx 2 \cdot 10^{19}$ дейтронов/импульс);
 n_d - атомарная плотность дейтерия в мишени ($n_d = 8 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$);
 $\epsilon_n = \epsilon_p + \epsilon_{\text{He}} + \epsilon_t$ - суммарная эффективность регистрации нейтронов с энергией 2,5 МэВ сцинтилляционными детекторами времяпролетной системы;

$\epsilon_g = 6 \cdot 10^{-3}$ - геометрическая эффективность восьми сцинтилляционных детекторов;

$\epsilon_n' = 3 \cdot 10^{-1}$ - эффективность регистрации нейтронов сцинтилляционным детектором при амплитудном пороге в канале регистрации нейтронов, соответствующем энергии 100 кэВэ (в единицах эквивалентной по световыходу энергии электронов);

$\epsilon_{\text{ch}} = \epsilon_p + \epsilon_{\text{He}} + \epsilon_t = 0,2$ - суммарная эффективность регистрации заряженных продуктов (dd)-реакции (протонов, тритонов, ядер ${}^3\text{He}$);

$\epsilon_\gamma = 2 \cdot 10^{-3}$ - эффективность регистрации γ -квантов с энергией 23,8 МэВ (при амплитудном пороге регистрирующей аппаратуры, соответствующем энергии γ -квантов, равной 3 МэВ).

а) регистрация нейтронов с энергией 2,5 МэВ осуществляется 8-ю базовыми сцинтилляционными детекторами с использованием методики по времени пролета:

$$\sigma_{dd}(n) = 6 \times 10^{-36} \text{ см}^2;$$

б) в случае регистрации заряженных продуктов (dd)-реакции детекторами из CR-39:

$$\sigma_{dd}(p, t, {}^3\text{He}) = 6 \times 10^{-38} \text{ см}^2.$$

в) регистрация γ -квантов с энергией 23,8 МэВ:

$$\sigma_{dd}(\gamma) = 6 \times 10^{-36} \text{ см}^2.$$

Данные граничные оценки сечения (dd)-реакции соответствуют энергии ускоренных дейтронов 1,2 кэВ.

2) Лайнер - самосталкивающиеся пучки ускоренных дейтронов

Нижняя граничная оценка измеряемого сечения (dd)-реакции в случае самосталкивающихся дейтронов в области вблизи оси лайнера может быть определена как:

$$\sigma_{dd} = \frac{2\pi \times r^2 \times L}{I_d^2 \times \epsilon_{n,\gamma, \text{ch}} \times V \times \tau_{\text{mt}}} \quad (5)$$

где I_d - интенсивность потоков самосталкивающихся дейтронов ($I_d \sim 3 \times 10^{19}$ дейтронов/импульс при $E_d = 1,2$ кэВ);

V - скорость сталкивающихся дейтронов ($V_t \sim 3,5 \times 10^7$ см/с);

а) регистрация нейтронов с использованием методики по времени пролета:

$$\sigma_{dd}(n) = 1 \times 10^{-37} \text{ см}^2;$$

б) регистрация заряженных продуктов (dd)-реакции:

$$\sigma_{dd}(p, t, {}^3\text{He}) = 1 \times 10^{-39} \text{ см}^2.$$

в) регистрация γ -квантов:

$$\sigma_{dd}(\gamma) = 1 \times 10^{-37} \text{ см}^2.$$

Приведенные оценки сечений соответствуют энергии столкновения дейтронов, равной 2,4 кэВ.

В случае 200 циклов срабатывания ускорителя граничные оценки значений измеряемого сечения (dd)-реакции составляют:

1-я постановка

При энергии столкновения дейтронов 0,6 кэВ -

а) $\sigma_{dd}(n) = 3 \times 10^{-38} \text{ см}^2,$

б) $\sigma_{dd}(p, t, {}^3\text{He}) = 3 \times 10^{-40} \text{ см}^2;$

в) $\sigma_{dd}(\gamma) = 3 \times 10^{-38} \text{ см}^2.$

2-я постановка

При энергии столкновения дейтронов 2,4 кэВ -

а) $\sigma_{dd}(n) = 5 \times 10^{-40} \text{ см}^2$;

б) $\sigma_{dd}(p, t, {}^3\text{He}) = 5 \times 10^{-42} \text{ см}^2$;

в) $\sigma_{dd}(\gamma) = 5 \times 10^{-40} \text{ см}^2$.

Из сравнения приведенных граничных оценок сечения (dd)-реакции с результатами расчетов (см. табл. 1) следует -

1) при использовании лайнера и твердотельной мишени можно:

а) измерить сечение (dd)-реакции с образованием p, t, ${}^3\text{He}$ при максимальной энергии столкновения дейтронов 0,6 кэВ, а при меньших энергиях - дать только лишь верхнее граничное значение сечения данной реакции; б) определить верхние граничные значения сечений (dd)-реакций с образованием нейтронов и γ -квантов.

2) в случае лайнер-самосталкивающиеся пучки дейтронов можно:

а) измерить полное сечение (dd)-реакции с образованием p, t, ${}^3\text{He}$ при энергиях столкновения дейтронов выше 0,5 кэВ, а при энергиях столкновения ниже - дать верхнее граничное значение данного сечения; б) измерить сечения (dd)-реакции с образованием нейтронов и γ -квантов при максимальной энергии столкновения дейтронов 2,4 кэВ, а при меньших энергиях - дать верхние граничные значения сечений данных реакций.

III.3. ($d^3\text{He}$)-реакция

Рассмотрим две постановки 1) и 4) эксперимента по измерению сечений ($d^3\text{He}$)-реакции на ускорителе ГИТ-8. При изучении данной реакции возможно применение двух типов лайнеров. В первой постановке эксперимента в качестве лайнера используется полая струя газообразного гелия, а в качестве мишени - нить из CD_2 . Во второй постановке - лайнер в виде полой газовой струи (смесь газообразного ${}^3\text{He}$ и дейтерия в соотношении концентраций 1:1) - случай самосталкивающихся потоков ионов ${}^3\text{He}$ и дейтерия в области оси лайнера. В данном эксперименте производится регистрация как γ -квантов с энергией 16,4 МэВ, так и заряженных продуктов реакции - протонов ($E_p = 14,7$ МэВ) и ядер ${}^4\text{He}$ ($E_{\text{He}} = 3,7$ МэВ).

В случае использования газового гелиевого лайнера и твердотельной мишени из CD_2 нижние граничные оценки измеряемых парциальных сечений

$d^3\text{He}$ -реакции в расчете на один цикл срабатывания ускорителя ГИТ-8 определяются как:

$$\sigma_{dHe} = \frac{1}{n_d \times c_{\gamma, ch} \times l \times I_{He}} \quad (6)$$

где I_{He} - интенсивность потока ядер ${}^3\text{He}$ ($I_{He} = 10^{20}$ ядер ${}^3\text{He}$ /импульс);

n_d - атомарная плотность дейтерия в мишени ($n_d = 8 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$);

ϵ_{γ} - эффективность регистрации γ -квантов 12-ю детекторами NaI(Tl) ($c_{\gamma} \sim 3 \times 10^{-3}$ при энергетическом пороге регистрирующей аппаратуры, соответствующем энергии γ -квантов 3 МэВ);

$c_{ch} = c_p + c_{He} = 0,3$ - суммарная эффективность регистрации заряженных продуктов ($d^3\text{He}$)-реакции (протонов и α -частиц);

l - длина пробега ядра ${}^3\text{He}$ в мишени ($l = 5 \times 10^{-5} \text{ см}$).

При энергии столкновения ядра ${}^3\text{He}$ с дейтронами $E_{col} = 3,0$ кэВ данные оценки сечений ($d^3\text{He}$)-реакции составляют:

а) регистрация γ -квантов:

$$\sigma_{dHe}(\gamma) = 1 \times 10^{-36} \text{ см}^2;$$

б) регистрация заряженных продуктов:

$$\sigma_{dHe}(p, \alpha) = 1 \times 10^{-38} \text{ см}^2.$$

Нижние граничные оценки измеряемых сечений ($d^3\text{He}$)-реакции в случае самосталкивающихся потоков ионов ${}^3\text{He}$ и дейтерия в расчете на одно срабатывание ускорителя ГИТ-8 определяется как:

$$\sigma_{dHe} = \frac{2 \pi \times r^2 \times L}{I_{He} \times I_d \times c_{\gamma, ch} \times V_t \times \tau_{mt}} \quad (7)$$

где I_{He} , I_d - интенсивности сталкивающихся потоков ионов ${}^3\text{He}$ и дейтерия ($I_{He} = I_d = 4 \times 10^{19}$ частиц/импульс);

V_t - скорость сталкивающихся дейтронов и ядер ${}^3\text{He}$ ($V_t = 7 \times 10^7 \text{ см/с}$).

Подставляя соответствующие значения I_{He} , I_d , $\epsilon_{\gamma, ch}$, V_t , τ_{mt} , получим соответствующие граничные оценки измеряемых парциальных сечений ($d^3\text{He}$)-реакции:

а) регистрация γ -квантов:

$$\sigma_{dHe}(\gamma) = 2 \times 10^{-38} \text{ см}^2;$$

б) регистрация заряженных продуктов:

$$\sigma_{dHe}(p, \alpha) = 2 \times 10^{-40} \text{ см}^2.$$

Данные граничные значения сечений ($d^3\text{He}$) - реакции соответствуют энергии столкновения дейтронов с ядрами ^3He , равной 12 кэВ.

В случае 200 циклов срабатывания ускорителя граничные оценки измеряемых парциальных сечений ($d^3\text{He}$) - реакции составляют:

$$\left. \begin{array}{l} \text{а) } \sigma_{d\text{He}}(\gamma) = 5 \times 10^{-39} \text{ см}^2 \\ \text{б) } \sigma_{d\text{He}}(p, \alpha) = 5 \times 10^{-41} \text{ см}^2 \end{array} \right\} E_{\text{col}} = 3 \text{ кэВ};$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{а) } \sigma_{d\text{He}}(\gamma) = 1 \times 10^{-40} \text{ см}^2 \\ \text{б) } \sigma_{d\text{He}}(p, \alpha) = 1 \times 10^{-42} \text{ см}^2 \end{array} \right\} E_{\text{col}} = 12 \text{ кэВ}.$$

При сравнении полученных граничных оценок измеряемых парциальных сечений ($d^3\text{He}$) - реакции с расчетными следует:

1) при энергиях столкновения дейтрона с ядрами ^3He выше 4 кэВ есть реальная возможность получить корректные значения сечения данной реакции с образованием γ - квантов, а при энергиях столкновения ниже 4 кэВ - верхнюю граничную оценку сечения данного канала ($d^3\text{He}$) - реакции.

2) при энергиях столкновения выше 2 кэВ можно получить значение сечения ($d^3\text{He}$) - реакции с образованием протона и α -частицы с указанием ошибки измерения, а при энергиях столкновения ниже 2 кэВ - только лишь верхнюю граничную оценку сечения данного канала реакции.

Резюмируя изложенное выше можно сделать следующее заключение.

Проведение экспериментов с использованием газовых лайнеров (лайнер - самосталкивающиеся пучки) имеет существенное преимущество по сравнению с 1-ой постановкой экспериментов, т.к. в этом случае удастся понизить граничные значения измеряемых сечений примерно на два порядка.

Однако для повышения достоверности полученных результатов (учитывая специфику работы сильноточных импульсных ускорителей) мы не отбрасываем возможность использования в некоторых опытах твердотельных лайнеров с целью сравнения измеренных значений сечений исследуемых реакций с данными экспериментов, выполненных с газовым лайнером (для одного и того же диапазона энергий столкновения).

IV. Фон

Одним из основных преимуществ проведения экспериментов по измерению характеристик ядерных процессов с использованием предлагаемой методики является то, что наряду с достаточно высокой интенсивностью пучка ускоренных ионов, фон практически отсутствует. Например, в случае изучения (dd)-реакции с использованием методики регистрации нейтронов по времени пролета пролетная база выбирается такой, чтобы время пролета

данной базы нейтроном с энергией 2,5 МэВ было заведомо больше длительности высоковольтного импульса генератора СНОП-III (60 нс). Другими словами, регистрация нейтронов, образующихся в результате протекания (dd)-реакции, происходит гораздо позже момента окончания процесса формирования Z-пинча, что в свою очередь приводит к тому, что возможная загрузка сцинтилляционных детекторов нейтронов, связанная с мощным тормозным излучением, обусловленным работой генератора СНОП-III, не дает практически никакого вклада в выход зарегистрированных событий.

В случае же изучения (pd)- и ($d^3\text{He}$)-реакций, а также канала (dd)-реакции с образованием γ -квантов, такая возможность дискриминации зарегистрированных событий по времени пролета отсутствует, однако имеется возможность предельно уменьшить фон от тормозного излучения до требуемого уровня не только за счет дискриминации зарегистрированных событий по энергии (максимальная энергия фотонов тормозного излучения не превышает 700 кэВ (СНОП-III) и 480 кэВ (ГИТ-8), а энергия γ -квантов из (pd)-, (dd)- и ($d^3\text{He}$)-реакций составляет 5,5 МэВ, 23,8 МэВ и 16,4 МэВ, соответственно), но и за счет использования эффективной защиты (слой свинца толщиной ~ 150 мм), окружающей детекторы γ -квантов. Следует отметить, что толщина слоя Pb в направлении перпендикулярном к торцу кристаллов NaI(Tl) составляет 10 мм. В эксперименте по исследованию dd-реакции предполагается также использование защиты из Pb, окружающей нейтронные детекторы, что, в свою очередь, позволит существенно понизить фон, обусловленный космическим излучением.

Таким образом, в основном уровень фона для всех изучаемых процессов в такой постановке экспериментов определяется уровнем случайных совпадений, обусловленным космическим излучением.

Приведем оценки уровня фона в экспериментах по измерению сечений (pd)-, (dd)- и ($d^3\text{He}$)-реакций.

IV.1. (pd)-, (dd)- и ($d^3\text{He}$)-реакции (регистрация γ -квантов)

Подавление загрузки γ -детекторов от тормозного излучения, возникающего в течение 20-30 нс от момента начала высоковольтных импульсов, формируемых генераторами ускорителей СНОП-III и ГИТ-8 до пренебрежимого уровня по сравнению с ожидаемым выходом зарегистрированных γ -квантов от (pd)-, (dd)- и ($d^3\text{He}$)-реакций ($10^{-4} + 10^{-6}$), достигается путем использования защиты из свинца ($d = 150$ мм), окружающей каждый из γ -детекторов, и введения амплитудного порога в спектрометрический канал регистрации γ -квантов, соответствующего энергии γ -квантов, равной 2 МэВ ((pd)-реакция) и 3 МэВ (для (dd)- и ($d^3\text{He}$)-реакций). (I_{γ} (СНОП-III) $\approx 1 \times 10^4$ γ /импульс (в интервале энергий γ -квантов от 100 до 700 кэВ),

I_γ (ГИТ-8) $\approx 3 \times 10^4$ γ -импульс (в энергетическом диапазоне от 100 до 480 кэВ) — максимальные значения интенсивностей тормозного излучения, падающего на кристаллы NaI(Tl) при работе на установках СНОП-III и ГИТ-8; $k^1 = 10^7$, 10^{11} — коэффициенты ослабления γ -квантов с энергией ≈ 700 кэВ (СНОП-III) и 480 кэВ (ГИТ-8) после прохождения свинца толщиной 150 мм; $p = 10^{-4}$, 10^{-6} — вероятности того, что на выходе γ -детекторов появится сигнал, амплитуда которого превышает установленный порог регистрирующей аппаратуры, соответствующий энергии γ -квантов 2 МэВ в случае изучения (pd)-реакции и 3 МэВ — в случае исследования ($d^3\text{He}$)-реакции (данный сигнал является суперпозицией импульсов обусловленных регистрацией в течение высоковольтного импульса нескольких фотонов тормозного излучения, прошедших через слой защиты из Pb).

Что касается фона случайных совпадений, то величина его может быть оценена как:

$$\bar{n}_\gamma = I_\gamma \times \bar{\tau}_{\text{mt}} = 10^2 \times 2 \times 10^{-8} = 2 \times 10^{-6},$$

где $\bar{\tau}_{\text{mt}} = 2 \times 10^{-8}$ — среднее время удержания равновесной фазы Z-пинча (время от момента формирования Z-пинча до момента развития неустойчивости;

$I_\gamma = 10^2 \text{ с}^{-1}$ интенсивность фоновой загрузки γ -детектора, связанной с космическим излучением;

\bar{n}_γ — среднее число зарегистрированных событий при одном срабатывании ускорителя.

Полное число фоновых событий, зарегистрированных 12-ю γ -детекторами в случае 200 срабатываний ускорителя есть:

$$\bar{N}_\gamma = \bar{n}_\gamma \times n_1 \times n_2 = 2,5 \times 10^{-3},$$

где $n_1 = 12$ — число γ -детекторов;

$n_2 = 200$ — число срабатываний ускорителя СНОП-III.

Как видно, в случае регистрации γ -квантов (pd)-, (dd)- и ($d^3\text{He}$)-реакций указанный уровень фона не накладывает никаких ограничений на приведенные ранее нижние граничные оценки измеряемого сечения данной реакции.

IV.2. (dd)-, ($d^3\text{He}$)-реакции

а) (dd)- реакция (регистрация нейтронов по времени пролета)

Расположение базовых сцинтилляционных нейтронных детекторов в количестве 8 шт. ($750 \times 100 \times 100 \text{ мм}^3$) на расстоянии 3 м от оси лайнера

(нейтрон с энергией 2,5 МэВ пролетает данную базу за 137 нс) позволяет по времени пролета четко отделить события, связанные с регистрацией нейтронов реакции (dd)-синтеза, от всех фоновых событий, обусловленных регистрацией нейтронов, образующихся в $A(d, n)A'$ -реакциях. Осуществление такого типа реакций, в принципе, возможно из-за присутствия высокоэнергичной доли дейтронов на уровне 10^{-12} в процессе возникновения неустойчивостей Z-пинча. Намй принимался в рассмотрение целый спектр фоновых реакций взаимодействия дейтронов с ядрами легких элементов (${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{14}\text{N}$, ${}^{13}\text{C}$, ${}^{15}\text{N}$, ${}^{17}\text{O}$, ${}^{18}\text{O}$), которые, в принципе, в ничтожных количествах могут присутствовать в Z-пинче. Учитывая выход и энергии нейтронов, образующихся в данных реакциях, время существования равновесной фазы Z-пинча (в течение которой производится регистрация нейтронов), а также энергетическое разрешение системы по времени пролета ($\Delta E/E = 6\%$) следует отметить, что перечисленные фоновые процессы не дают практически заметного вклада в исследуемый процесс, который мог бы изменить приведенные ранее нижние граничные оценки измеряемого сечения dd-реакции.

Влиянием же тормозного излучения на процесс регистрации нейтронов можно полностью пренебречь, так как регистрация нейтронов начинается существенно позже момента окончания высоковольтного импульса генератора СНОП-III. Тем не менее, для защиты сцинтилляционных детекторов от мощного тормозного излучения, а также для уменьшения фона, связанного с космическим излучением, все детекторы помещаются в бокс из свинца с толщиной стенок 150 мм.

Из сказанного выше следует, что основным источником фона в данном эксперименте является фон случайных совпадений. Полное число фоновых событий, зарегистрированных при 200 срабатываниях ускорителя СНОП-III составляет:

$$N_{\text{rc}} = I_{n, \gamma} \times \bar{\tau}_{\text{mt}} \times n_1 \times n_2 = 5 \times 10^1 \times 2 \times 10^{-8} \times 2 \times 10^2 \times 16 = 3 \times 10^{-3},$$

где $I_{n, \gamma} = 50 \text{ с}^{-1}$ — интенсивность фоновой загрузки нейтронного детектора, обусловленная заряженной и нейтральной компонентами космического излучения, при амплитудном пороге регистрирующей аппаратуры, соответствующем эквивалентной по световыходу энергии электронов 0,1 МэВ;

$\bar{\tau}_{\text{mt}} = 2 \times 10^{-8}$ — среднее время удержания равновесной фазы Z-пинча;

$n_1 = 8$ — число нейтронных детекторов;

$n_2 = 200$ — число срабатываний ускорителя.

Как видно, и данный источник фона не изменяет граничную оценку измеряемого сечения dd-реакции с образованием нейтронов.

б) Регистрация заряженных (p, t, ^3He , ^4He) продуктов (dd)- и ($d^3\text{He}$)-реакций

В случае анализа данных, полученных с помощью трековых детекторов CR-39 и (CN-85), основным источником фона является собственный фон детектора. Собственный фон трекового детектора определяется числом треков, образующихся в результате регистрации α -частиц от распада радона и его продуктов (находящихся в воздухе), а также заряженной компоненты космического излучения. Способ подавления фона состоит в том, что детекторы CR-39 (CN-85) перед началом эксперимента протравливаются и затем просматриваются на микроскопе с целью определения числа и координат треков. При повторном травлении (после окончания эксперимента на установке СНОП-III (ГИТ-8)) диаметры фоновых треков будут примерно в 2 раза больше диаметров треков, соответствующих зарегистрированным продуктам исследуемых ядерных реакций. Из этого следует, что при учете координат и параметров (диаметр, длина трека) фоновых треков возможно практически полное подавление уровня фона до пренебрежимо малого уровня.

Следует отметить, что для корректной идентификации треков в детекторах перед началом экспериментов будет проведена калибровка детекторов на пучках протонов, дейтронов и α -частиц с энергиями, соответствующими энергиям продуктов исследуемых реакций. Кроме этого будут введены геометрические критерии на форму треков от ядер, определяемые из условий экспериментов.

Для уменьшения систематической ошибки просмотра трековых детекторов с помощью микроскопов предполагается трехкратный независимый просмотр детекторов, что позволит практически исключить возможность пропуска трека от продуктов ядерных реакций на площади детектора $2,2 \text{ дм}^2$ (вероятность пропуска $\sim 10^{-3}$). Из изложенного следует, что собственный фон трековых детекторов не изменит нижних граничных оценок измеряемых сечений (dd)- и ($d^3\text{He}$)-реакций.

Для определения вклада всех фоновых процессов (тормозное излучение, мощные электромагнитные наводки, различного типа неустойчивости Z-пинча), которые, в принципе, могут имитировать акты регистрации продуктов исследуемых ядерных реакций нами предлагается проведение экспериментов на ускорителях СНОП-III и ГИТ-8 в постановках 1) и 2), но с использованием следующих типов лайнеров:

1-я постановка - лайнер из CH_2 , мишень - нить из CH_2 ;

2-я постановка - газовый лайнер (полая струя газообразного водорода).

Количество экспериментов будет определяться уровнем измеренного фона.

Литература

1. S.P.Merkuriev et.al., Proc. Int. Conf. on the Theory of Few Body and Quark-Hadronic Systems. - P.6, Dubna, 1987.
2. K.Okamoto, C.Pask, Ann.Phys., 1971, v.68, p.18.
3. C. Bargholz, Astr. J., 1979, v.233, p.L161-L171; Nucl. Phys., 1987, v.A474, p.1.
4. C.Rolfs, Proc. Intern. School of Phys. "Enrico Fermi", Course C.3, Villa Monastero, 23 June-3 July 1987, edited by P.Kienle, R.A.Ricci and A.Rubino, North Holland, 1989, p.417.
5. M.Arnoold, M.Forestini, Nuclear Astrophysics, Proc. of the Third Intern. Summer School, La Rabida, Huelva, Spain, June 1988, Springer-Verlag, Research Reports in Physics, p.48; K.Langanke, Nuclear Astrophysics, Proc. of the Third Intern. Summer School, La Rabida, Huelva, Spain, June 1988, Springer-Verlag, Research Reports in Physics, p.241 (eds. M.Lozano et al.).
6. G.M.Griffiths et. al., Can. J. Phys., 1963, v.41, p.724.
7. A.Kraus et. al., Nucl. Phys., 1987, v.A465, p.150.
8. В.И.Серов и др., Атомная энергия, 1977, т.42, с.66.
9. A.S.Belov et. al., Nuovo Cim., 1990, v.103 A, p.1647.
10. F.Ajzenberg-Selove, Nucl. Phys., 1988, v.A 490, №1, p.1.
11. Н.Ф.Ковшаров и др., ПТЭ, 1987, №6, с.84.
12. Р.Б.Бакшт и др., Препринт №34, ТФ СО РАН, 1988.
13. F.S.Feller et. al., Phys. Fluids, 1988, v.31, p.2053.
14. A.Fisher et. al., Phys. Rev. Lett., 1978, v.40, p.515.
15. M.A.Liberman, A.B.Bud'ko, AIP Conf. Proc., 1989, v.195, p.174.
16. U.H.Rahman et. al., Phys. Fluids., 1985, v.28, p.1226.
17. M.Krishnan et. al., AIP Conf. Proc., 1989, v.195, p.17.
18. V.B.Belyaev et. al., JINR Communication, D-15-92-324, Dubna, 1992.
19. Р.Б.Бакшт и др., Письма в ЖТФ, 1990, т.16, в.9, с.69.
20. S.A.Sorokin, S.A-Chaikovsky, AIP Conf. Proc., 1989, v.195, p.438.
21. Р.Б.Бакшт и др., ЖТФ, 1987, т.57, с. 785.
22. Р.Б.Бакшт и др., Физика плазмы, 1989, т.15, с.1329.; Р.Б.Бакшт и др., ЖТФ, 1991, т.61, с.37; S.P.Bugaev et. al., IEEE Trans. Plasma Sci., 1987, v.PS-18, №1, p.115.
23. Р.Б.Бакшт, ЖТФ, 1989, т.59, с.57.
24. С.А.Сорокин и др., Физика плазмы, 1991, т.17, с.453.
25. С.Дюррани, Р.Балл., Твердотельные трековые детекторы, М.: Энергоатомиздат, 1990, с.149.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 августа 1995 года.