

P13-2003-117

В. Н. Гребенев¹, Ю. Б. Гуров¹, К. Н. Гусев,
С. Л. Катулина, В. Г. Сандуковский, Б. А. Чернышев¹,
Р. Р. Шафигуллин¹, Я. Юрковски

**ИССЛЕДОВАНИЕ ПАРАМЕТРОВ СПЕКТРОМЕТРА
ДЛЯ ПОИСКА ПИОННЫХ АТОМОВ КСЕНОНА**

¹Московский инженерно-физический институт

Прогресс в исследованиях на ускорительно-накопительных комплексах в значительной степени связан с совместным применением измерительной аппаратуры высокого разрешения и методов формирования пучков частиц с предельными характеристиками. Эти регистрирующие системы и методы дополняют друг друга и позволяют решать фундаментальные задачи на качественно новом уровне.

На накопительном кольце CELSIUS (г.Упсала, Швеция) ведутся работы по выполнению эксперимента «Поиск и исследование параметров 1s-состояния пионного атома ксенона-135» [1]. Физическая мотивация - уточнение параметров пион-ядерного оптического потенциала и сопоставление с предсказаниями киральной теории КХД [2]. Для формирования низколежащих состояний пионных атомов ксенона используется реакция подхвата ($d, {}^3\text{He}$) при энергии $E_d=500$ МэВ, соответствующей отсутствию отдачи образующейся пион-ядерной системы. Уровни пионных атомов в двухчастичных каналах реакции ${}^{136}\text{Xe}(d, {}^3\text{He}){}^{135}\text{Xe}_{\pi\text{-bound}}$ могут быть идентифицированы по пикам в энергетическом спектре ионов ${}^3\text{He}$.

Установка, которая необходима для проведения такого эксперимента, должна обладать следующими характеристиками: широким энергетическим диапазоном регистрации ионов ${}^3\text{He}$ (300÷400 МэВ); высоким разрешением – на уровне нескольких сотен килоэлектронвольт; возможностью идентификации продуктов реакции в условиях значительного уровня фоновых частиц.

В данном эксперименте указанные требования реализуются с помощью прецизионного ($\Delta p/p \approx 10^{-4}$) дейтронного пучка с электронным охлаждением, внутренней газовой мишени и многослойной полупроводниковой системы на основе детекторов из сверхчистого германия (HPGe-телескоп). Наряду с высоким энергетическим разрешением, сравнимым с разрешением магнитных спектрометров, HPGe-телескоп характеризуется малыми размерами, позволяющими разместить его внутри вакуумной камеры накопительного кольца. Кроме того, использование многослойной детектирующей структуры в сочетании с магнитной сепарацией частиц обеспечивает возможность выделения сигнала в условиях высоких фоновых нагрузок, характерных для измерений под малыми углами ($\theta < 1^\circ$).

К настоящему времени выполнена основная часть методических экспериментов для решения поставленной задачи. Ниже представлены параметры установки, полученные в ходе калибровочных измерений и тестового эксперимента на натуральном ксеноне.

Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки представлена на рис.1. Спектрометр располагается в области одного из поворотных магнитов накопительного кольца на расстоянии около 6 м от внутренней газовой мишени [3]. Установка обеспечивает идентификацию и измерение энергии вторичных частиц (${}^3\text{He}$ с энергией от 280 до 440 МэВ), образующихся под малыми углами относительно первичного пучка. Поворотные магниты используются в качестве одного из элементов системы для обеспечения пространственного разделения вторичных частиц и пучка. Основным регистрирующим элементом спектрометра является полупроводниковый телескоп, HPGe-детекторы которого охлаждаются с помощью прокачки жидкого азота.

Для ввода детекторов внутрь накопительного кольца (вакуум до 10^{-10} Па), а также для уменьшения их радиационных повреждений в период формирования пучка установка снабжена автоматическим механизмом, обеспечивающим ввод/вывод телескопа в область оптимальной регистрации вторичных частиц. Перемещение телескопа осуществляется синхронно с ускорительным циклом накопительного кольца. Максимальный ход установки составляет 650 мм, при этом точность позиционирования ≤ 0.1 мм.

Конструкция полупроводникового телескопа и детекторов представлена на рис.2. Размеры телескопа ограничиваются высотой вакуумной камеры ускорителя и диаметром

проходного отверстия вакуумного ввода (100 мм). Детекторы установлены на поворотной пластине, которая обеспечивает возможность коррекции угла между телескопом и траекторией ионов ^3He .

Телескоп состоит из четырех HPGe-детекторов ($D_1 \div D_4$) диаметром 32 мм и толщиной до 10 мм. Детекторы были изготовлены в ЛЯП ОИЯИ из материала p-типа проводимости. Выпрямляющий контакт (p^+) создавался диффузией лития, а омический (p^+) изготавливался имплантацией бора [4]. Толщины нечувствительных (мертвых) слоев детекторов со стороны Li-контакта составляют $\sim 0,5$ мм. Собственное энергетическое разрешение детекторов на линии $E_\gamma \approx 1.3$ МэВ (^{60}Co) составляет 3-4 кэВ. В реальных условиях работы ускорителя при динамическом диапазоне сбросов до 300 МэВ разрешение составляет 60-100 кэВ.

Последние два детектора телескопа объединены в пару, т.е. включены параллельно, образуя составной детектор – D_3 . Их толщины выбраны так, чтобы пробеги для ионов ^3He , отвечающих образованию пионных атомов ксенона, полностью укладывались в первом детекторе пары. Одновременно последний детектор должен обеспечивать измерение энергии ^3He до 440 МэВ. Такой диапазон измеряемых энергий позволяет определить физический фон из реакции подхвата без мезонорождения.

В ходе тестовых измерений на накопительном кольце было показано, что изготовленные HPGe-детекторы обладают достаточной надежностью при длительной работе в условиях глубокого вакуума на малых расстояниях ~ 10 см от первичного пучка. В течение всего периода подготовки и измерений (8 недель) обратные токи для всех детекторов не превысили 10^{-10} А, а энергетическое разрешение 100 кэВ.

Электронная система установки состоит из предусилителей, размещенных на внешней стороне криостата, каналов быстрой электроники, реализующих функцию быстрого триггера, и блоков спектрометрической электроники для обработки сигналов и записи информации на магнитную ленту. Логика отбора событий ($D_1 \bullet D_2$) соответствовала регистрации частиц, останавливающихся в детекторах D_2 - D_3 . Дополнительно установка комплектовалась системой контроля: токов утечки полупроводниковых детекторов, положения спектрометра относительно пучка и тока пучка в течение ускорительного цикла.

Для контроля светимости использовался сцинтилляционный спектрометр, который располагался непосредственно вблизи газовой мишени. Он включал в себя времяпролетную систему из 2 тонких пластиковых детекторов (с пролётной базой ≈ 1 м) и детектор полного поглощения из NaI. Спектрометр регистрировал вторичные частицы под углом $\approx 30^\circ$ по направлению дейтронного пучка, обеспечивая тем самым контроль относительной величины светимости в течение всего цикла измерений.

Энергия заряженных частиц определялась методом суммирования потерь энергии в детекторах, с учетом средних энергетических сбросов в их мертвых слоях. Методика идентификации частиц и отбраковки событий с нарушением ионизационной зависимости потерь энергии, вследствие выхода частиц из детектирующего объема, краевых эффектов и ядерных реакций, подробно описана в работе [5].

Определение энергетического разрешения спектрометра

При подготовке к выполнению эксперимента по поиску глубоколежащих состояний пионных атомов ксенона необходимо решить следующие вопросы:

- обеспечить прецизионное измерение энергетического разрешения HPGe-телескопа для точного определения ширины основного состояния пионного атома Xe;
- откалибровать шкалу энергии связи мезоатома с точностью ~ 0.1 МэВ;
- надежно оценить энергетическую зависимость эффективности регистрации ионов ^3He для последующего восстановления спектра.

Одной из основных целей эксперимента является определение ширины $1s$ -состояния пионного атома Xe с ожидаемым значением ~ 0.5 - 1.0 МэВ, которое сопоставимо с энергетическим разрешением HPGe-спектрометра. В связи с этим возникла необходимость в

измерении реального разрешения установки и корректного учета вклада этого параметра в ширину ожидаемых пиков (сигналов образования пионных атомов) в спектре ионов ${}^3\text{He}$. Следует отметить, что разрешение спектрометра, необходимое для проведения такого рода экспериментов, близко к предельно возможному для современного уровня полупроводниковой методики.

Для решения этой задачи можно использовать следующие реакции подхвата: ${}^{14}\text{N}(d,{}^3\text{He})\text{X}$ и ${}^{16}\text{O}(d,{}^3\text{He})\text{X}$. Данные реакции удобны, поскольку вблизи кинематической границы энергетических спектров ионов гелия должны выделяться пики, соответствующие образованию ядер ${}^{13}\text{C}$, ${}^{15}\text{N}$ в основном и первом возбужденном состоянии. Расстояние между ними составляет 3.09 и 5.28 МэВ соответственно для ${}^{13}\text{C}$ и ${}^{15}\text{N}$ [6]. При этом, в силу нулевых значений естественных ширин основных состояний этих ядер, ширина измеряемого пика ионов ${}^3\text{He}$ дает возможность точно определить собственное разрешение спектрометра. Поскольку кислородная мишень по техническим причинам оказалась недоступной, для проведения эксперимента была выбрана реакция на азотной мишени.

Измерения реакции ${}^{14}\text{N}(d,{}^3\text{He})\text{X}$ выполнялись при энергии дейтронов $E_d = 362$ МэВ, светимости $L \approx 10^{28} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ и длительности ускорительного цикла 900 с. Измерения включали в себя несколько экспозиций общей длительностью 20 часов. Величина магнитной жёсткости, соответствующая регистрации ионов гелия с образованием ${}^{13}\text{C}$ в основном состоянии, составляет величину $\rho = 0.59$ (или 103 мм от пучка).

Энергетический спектр ионов ${}^3\text{He}$, измеренный в реакции на азоте, представлен на рис.3. Хорошо выделяются пики, соответствующие образованию изотопа ${}^{13}\text{C}$ в основном ($E \approx 358$ МэВ) и возбуждённых состояниях. В частности, слабо выраженный пик в области 354 МэВ отвечает образованию первого возбуждённого состояния. Два более широких и хорошо выраженных пика ($E \approx 347, 351$ МэВ) являются результатом суперпозиции двух групп высоковозбуждённых состояний ${}^{13}\text{C}$.

В указанной постановке эксперимента на ширину аппаратной линии установки оказывают влияние следующие факторы: собственное разрешение полупроводникового телескопа $\Delta E_{\text{соб}}$ и неопределенность энергии первичного дейтронного пучка $\Delta E_{\text{пуч}}$. Последовательно рассмотрим вклад каждой из компонент.

Величина $\Delta E_{\text{соб}}$ зависит от двух составляющих: шумов спектрометрических электронных трактов $\Delta E_{\text{эл}}$ с учетом вклада шумов детекторов и флуктуаций потерь энергии в мертвых слоях детекторов $\Delta E_{\text{мс}}$. Таким образом, собственное энергетическое разрешение может быть представлено в виде

$$\Delta E_{\text{соб}}^2 = \Delta E_{\text{эл}}^2 + \Delta E_{\text{мс}}^2$$

Наиболее проста для определения первая составляющая. В силу многослойности и независимости регистрирующих элементов телескопа значение $\Delta E_{\text{эл}}$ можно оценить как $\Delta E_{\text{эл}} \approx n^{1/2} \Delta E_{\text{ск}}$, где n - число детекторов, необходимое для измерения энергии частицы; $\Delta E_{\text{ск}}$ - среднее энергетическое разрешение спектрометрического канала. Для рассматриваемого эксперимента $n=3$, $\Delta E_{\text{ск}} \approx 80$ кэВ, следовательно, $\Delta E_{\text{эл}} \approx 136$ кэВ.

Вклад второй составляющей в собственном разрешении рассчитывался нами для телескопа германиевых детекторов с толщинами 5-10 мм и мертвыми слоями 50-800 мкм. Моделирование выполнялось для ионов ${}^{3,4}\text{He}$ с энергиями 350 и 400 МэВ. Как показали вычисления, величина $\Delta E_{\text{мс}}$ является функцией $W^{1/2}$, где W - сумма толщин мертвых слоев, через которые проходит частица до остановки. При этом для значений W от 150 до 2400 мкм все расчетные точки с точностью лучше 3% определяются из зависимости $\Delta E_{\text{мс}}[\text{кэВ}] = 24 (W[\text{мкм}])^{1/2}$. В нашем случае $\Delta E_{\text{мс}} = 760$ кэВ и, соответственно, $\Delta E_{\text{соб}} = 772$ кэВ.

Вклад в суммарное разрешение установки от второго фактора является неизвестным и требует экспериментального определения. При этом следует проанализировать неопределенность энергии первичного пучка при долговременной работе, погрешность

восстановления этого параметра при кратковременных остановках ускорителя и изменение энергии в течение одного ускорительного цикла.

Результаты анализа представлены на рис.4. Полученные на полной статистике экспериментальные результаты (рис.4а) демонстрируют, что ширина пика ионов ^3He составляет 1460 кэВ и превышает ожидаемое разрешение спектрометра. Энергетическое разрешение для отдельно взятой экспозиции (рис.4б, время экспозиции 7 часов) составляло 1060 кэВ. Это, в свою очередь, указывает на небольшое смещение параметров настройки ускорителя при остановках и повторном выводе пучка, между разными экспозициями.

Для оценки влияния нестабильности энергии первичного пучка в течение одного цикла ускорителя использовался следующий метод. Величина разрешения оценивалась в течение достаточно короткого интервала ускорительного цикла. На рис.4в показан спектр, соответствующий интервалу 300-600 с (при полной длительности цикла 900 с). Заметное уменьшение ширины пика (до 940 кэВ) свидетельствует о наличии временной зависимости, обусловленной неполной компенсацией потерь энергии частиц первичного пучка при прохождении через газовую мишень. Этот эффект можно скомпенсировать, если подобрать зависимость энергии пучка таким образом, чтобы минимизировать ширину гелиевого пика (в простейшем приближении можно считать эту зависимость линейной). Учет этой зависимости позволил получить для экспериментального разрешения величину 850 ± 60 кэВ (рис.4г), которая согласуется с расчетной (расхождение можно отнести за счёт дополнительных временных факторов).

Важно отметить, что обнаруженный эффект временной нестабильности энергии первичного пучка был выявлен лишь в ходе данного тестового сеанса и в дальнейшем не наблюдался.

Кроме перечисленных причин, ограничивающих точность измерения энергии, нами были проанализированы три дополнительных фактора: импульсное разрешение пучка ($\Delta p/p \sim 10^{-4}$), размер области взаимодействия первичного пучка и мишени и угловой захват установки. Полученные оценки величин для этих факторов (65, 1 и 6 кэВ соответственно) не оказывают существенного влияния на ширину аппаратурной линии.

Таким образом, полученные результаты хорошо согласуются с расчетными значениями и могут быть использованы для анализа экспериментальных данных. Дальнейшее улучшение спектрометрических характеристик установки связано с уменьшением толщин мёртвых слоёв детекторов, а также с более точным контролем параметров первичного пучка. Следует также отметить, что предложенный метод, в принципе, позволяет использовать его для абсолютного измерения энергии пучка - т.е. решения актуальной задачи для ускорителей промежуточных энергий.

Калибровка спектрометра

Для определения энергии связи мезоатома и эффективности регистрации спектрометра была разработана и предложена методика градуировки спектрометра с помощью элементарной реакции $p(d, ^3\text{He})n^0$. Достоинство метода состоит в том, что данный вариант градуировки выполняется при той же энергии пучка, что и в измерениях на ксеноне, т.е. без изменения режима работы ускорителя. В этом случае снимаются проблемы, обычно связанные с систематическими погрешностями в определении абсолютной энергии первичного пучка. Поскольку исследуемая область спектра возбуждения пионных атомов ксенона мала (~ 10 МэВ) и располагается вблизи реперного пика ионов ^3He из указанной реакции, то ее ожидаемая погрешность существенно меньше ошибки абсолютной привязки энергетической шкалы спектрометра.

Для проверки методики калибровки, определения эффективности регистрации и оценки скорости набора статистики в области ожидаемого эффекта был подготовлен и выполнен тестовый эксперимент. Измерения были проведены на пучке дейтронов с энергией 500 МэВ на мишенях из водорода и природной смеси изотопов ксенона. Длительность цикла

ускорителя во всех измерениях составляла 900 с. Полезное время измерений при этом составило 800 с. Для сохранения характеристик пучка процедура смены газовой мишени выполнялась без отключения системы охлаждения пучка и под контролем всех остальных элементов ускорителя. Время на смену с водородной на ксеноновую мишень составило ≈ 8 часов, что связано с изменением температурного режима.

Измерения для реакции $p(d, {}^3\text{He})\pi^0$ выполнены при светимости $L \approx 8 \times 10^{28} \text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$. Рабочее положение спектрометра, отвечающее максимальной эффективности регистрации пионных атомов ксенона, соответствует величине магнитной жесткости $\rho = 0,51$ (или 158 мм от пучка). Калибровка на водородной мишени состояла из измерения положения и интенсивности моноэнергетического пика ${}^3\text{He}$ при нескольких положениях телескопа относительно первичного пучка дейтронов (134, 138, 142, 150, 158, 162, 166, 174 мм). Тем самым обеспечивались: градуировка энергетической шкалы, контроль параметров аппаратурной линии и измерение геометрической эффективности спектрометра.

На рис.5 и 6 представлены результаты измерений реакции $p(d, {}^3\text{He})\pi^0$ для оптимального положения телескопа (158 мм). В частности, двумерное распределение потерь энергии в детекторах D_2 и D_3 (рис.5) иллюстрирует фоновые условия. Здесь образование пионов в двухчастичной реакции проявляется в виде характерного усиления в области $N_2 \sim 1800$ и $N_3 \sim 3200$. Отметим хорошее разделение наблюдаемого сигнала и фоновых однозарядных частиц (p,d). На рис.6 представлено экспериментальное распределение ионов ${}^3\text{He}$. Полученная ширина пика согласуется с расчетным значением ($\text{FWHM} = 2.5 \pm 0.1$ и 2.4 МэВ соответственно). Одновременно показано, что абсолютная погрешность энергетической шкалы спектрометра не превышает 100 кэВ.

Следует отметить, что ширина пика в реакции на водороде определяется угловым захватом установок, который зависит от настройки квадрупольных линз ускорителя и особенно существенен для лёгких мишеней. С увеличением массы мишени влияние этого эффекта на разрешение уменьшается и для мишеней с $A > 3$ становится пренебрежимо малым.

На рис.7 приведено сравнение геометрической эффективности, полученной в эксперименте, с результатами моделирования. Хорошее согласие расчетных и экспериментальных результатов свидетельствует о возможности корректного восстановления спектра ионов ${}^3\text{He}$ из реакции $\text{Xe}(d, {}^3\text{He})X$ в эксперименте по поиску и определению параметров пионных атомов ксенона.

Таким образом, тестовые измерения реакции $p(d, {}^3\text{He})\pi^0$ свидетельствуют о ее применимости для энергетической калибровки и определения эффективности регистрации спектрометра.

Оценка скорости счета в области ожидаемого эффекта

Учитывая методический характер сеанса, время, выделенное на измерение реакции $\text{Xe}_{\text{nat}}(d, {}^3\text{He})X$, было ограниченным и составляло ≈ 80 часов. Несмотря на небольшую статистику, обусловленную как ограниченным временем, так и недостаточной светимостью $L \approx 0.6 \times 10^{28} \text{см}^{-2}\text{с}^{-1}$, проведённые измерения позволили исследовать фоновые условия, отработать процедуру восстановления исходного распределения ${}^3\text{He}$ и произвести оценку скорости набора полезной статистики. Следует отметить, что светимость в данном эксперименте была на порядок меньше планируемой для основного цикла измерений на изотопно-чистом ксеноне.

На рис.8 представлены двумерные распределения потерь энергии для зарегистрированных частиц в детекторах D_2 - D_3 . Из-за того, что соотношение зарегистрированных однозарядных частиц (протонов и дейтронов) и ядер гелия превышает значение 10^2 , для наглядности вверху представлена часть с большими энергетическими сбросами в D_2 , где отчетливо выделяется ветвь ионов ${}^3\text{He}$, а внизу - с меньшими, где присутствуют ветви протонов и дейтронов. Заметим, что при заданной магнитной жесткости регистрируемые тритоны останавливаются в детекторе D_2 .

Процедура восстановления исходного распределения ${}^3\text{He}$ включает: получение спектра зарегистрированных ионов ${}^3\text{He}$, учёт фоновой подложки, обусловленной частицами, образующимися вне мишени (на стенках вакуумопровода), и коррекцию спектра с учётом геометрической эффективности спектрометра. Результаты обработки, соответствующие указанным этапам, представлены на рис.9. В качестве кривой геометрической эффективности спектрометра взята расчётная кривая, согласованная с данными калибровочных измерений на реакции $p(d, {}^3\text{He})n^0$.

Видно, что усиление экспериментального спектра в области 330-370 МэВ (рис.9а) хорошо согласуется с максимумом геометрической эффективности спектрометра и определяется частицами из мишени. Фоновые события слева от максимума отвечают ионам ${}^3\text{He}$, образующимся на стенках ионопровода. На рис.9б показан спектр ионов ${}^3\text{He}$, полученный после вычитания равномерной фоновой подложки. Распределение, восстановленное с учётом геометрической эффективности спектрометра (рис.9в), демонстрируется на рис.9г.

Область возможного образования пионных атомов ксенона анализируется на рис.10. Равномерная правая часть спектра ($E \geq 370$ МэВ) соответствует области реакций без образования пионов, а характерный рост событий в левой части ($E \leq 360$ МэВ) обусловлен каналом свободного пионообразования. Наличие этих особенностей в экспериментальном распределении служит дополнительным свидетельством корректности процедуры учёта эффективности регистрации установки.

Результаты численного моделирования эксперимента показали, что на натуральном ксеноне эффект от образования пионных атомов может проявляться в виде двух пиков (362 и 364 МэВ), каждый из которых является суперпозицией сигналов от изотопов ксенона с чётным и нечётным числом нуклонов. Видно, что, несмотря на малую статистику, указанные пики проявляются в экспериментальном распределении. Отметим согласие между результатами моделирования и эксперимента.

Из полученных данных следует, что при светимости $L = 8 \times 10^{28} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$ скорость счёта в ожидаемой области энергий образования пионных атомов составляет $4 \times 10^{-3} \text{ с}^{-1}$ при вкладе фона от реакций без рождения пионов $\sim 1 \times 10^{-3} \text{ МэВ}^{-1}\text{с}^{-1}$. Данный результат не противоречит теоретическим оценкам и свидетельствует о возможности набора ~ 500 -1000 событий в пике регистрации 1s-состояния пионного атома ${}^{135}\text{Xe}$ за ~ 100 часов работы на пучке. При этом оценки погрешностей определения энергии связи и ширины 1s-состояния составляют ~ 100 и ~ 200 кэВ соответственно.

Заключение

В результате экспериментальных исследований показана реальность предложенного эксперимента по обнаружению и определению параметров глубоколежащих состояний пионных атомов ксенона. Разработанная аппаратура и методы решения прошли этап тестирования и продемонстрировали свою эффективность [7].

Следует также отметить, что предложенный нами эксперимент получил теоретическую поддержку - расчеты японских физиков показали, что измерения с помощью реакции $(d, {}^3\text{He})$ на ${}^{136}\text{Xe}$ являются наиболее выгодным и, возможно, единственным способом решения проблемы эффективного наблюдения 1s-состояния пионного атома [8].

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 01-02-17264), Программы «Университеты России» (проект УР.02.01.009) и гранта полномочного представителя Республики Польша в ОИЯИ.

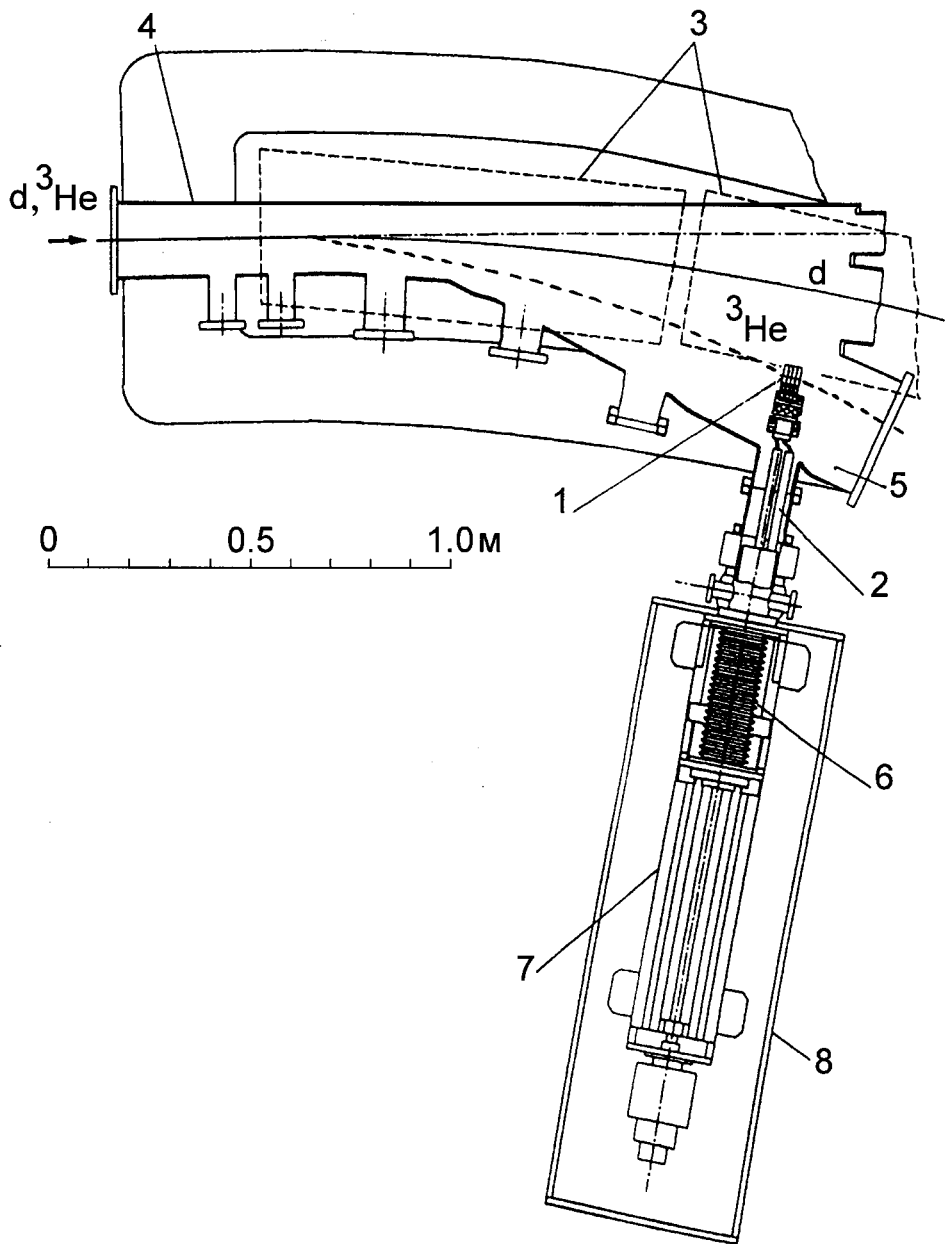


Рис.1 Спектрометр для поиска пионных атомов ксенона: 1 - полупроводниковый телескоп, 2 - криостат, 3 - поворотные магниты, 4 - ионопровод, 5 - измерительная камера, 6 - сифон, 7 - система перемещения, 8 - подставка

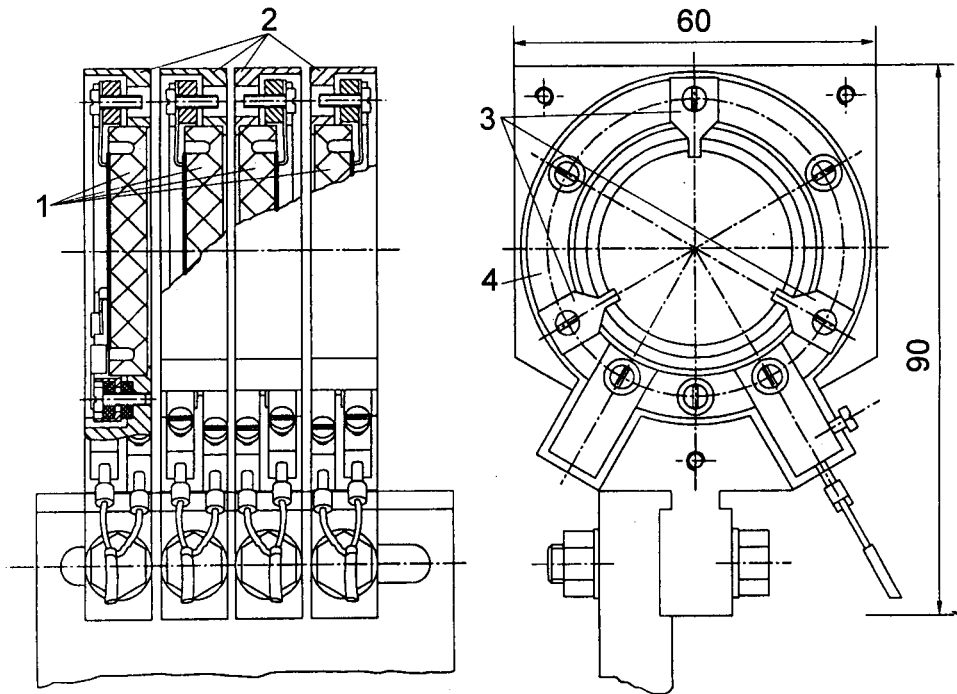


Рис.2 Конструкция полупроводникового телескопа: 1 - HPGe-кристаллы, 2 - оправки, 3 - прижимное кольцо, 4 - контактное кольцо

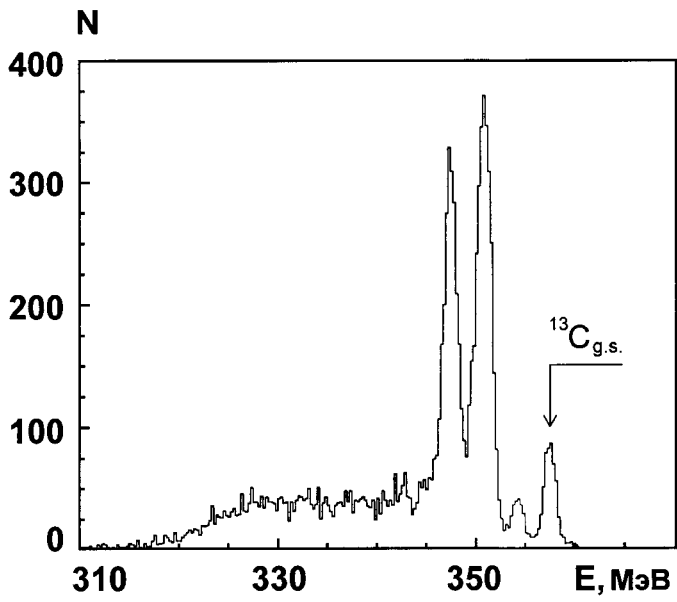


Рис.3 Экспериментальный спектр ионов ^3He из реакции $^{14}\text{N}(d,^3\text{He})\text{X}$, $E_d=362$ МэВ

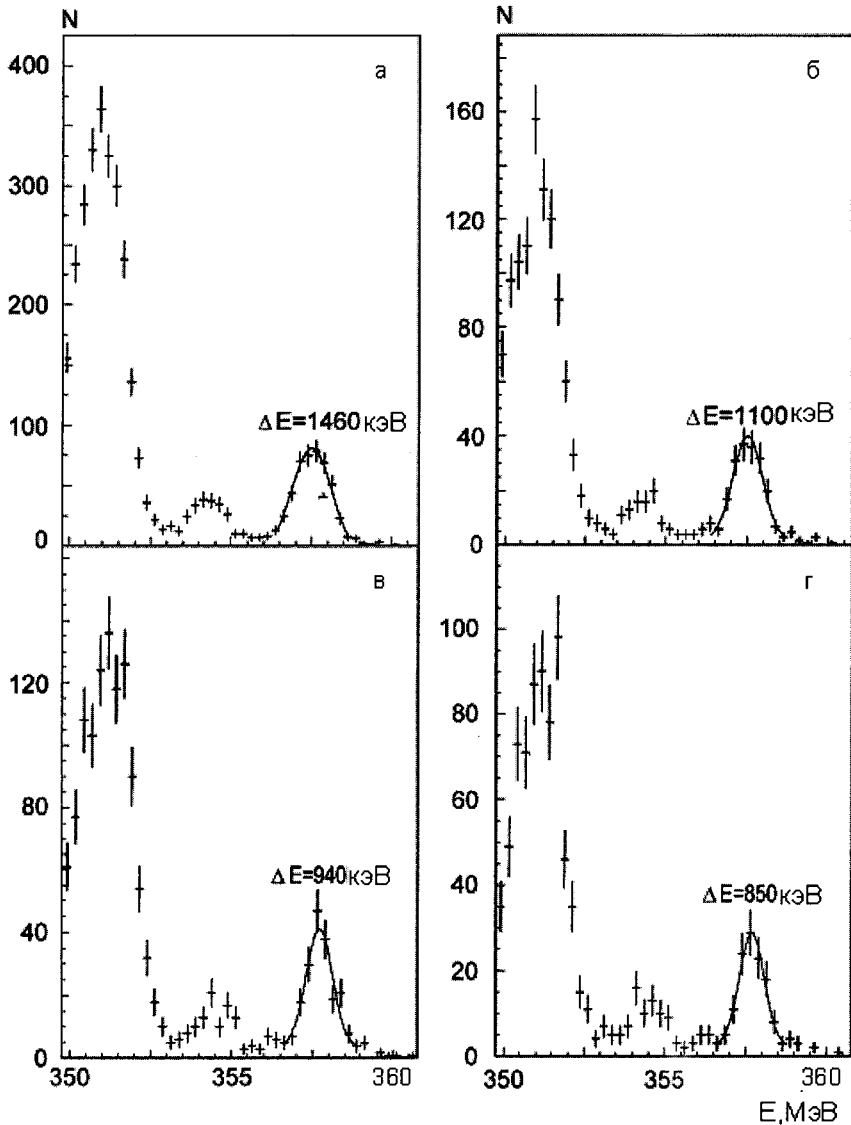


Рис.4 Фрагмент спектра ионов ^3He из реакции $^{14}\text{N}(d,^3\text{He})\text{X}$, $E_d=362$ МэВ: а - спектр, восстановленный по полной статистике, б - спектр, полученный для отдельной экспозиции, в - спектр, соответствующий набору статистики за временной интервал ускорительного цикла 300-600 с, г - спектр, полученный с учетом временной нестабильности энергии пучка в интервале 300-600 с

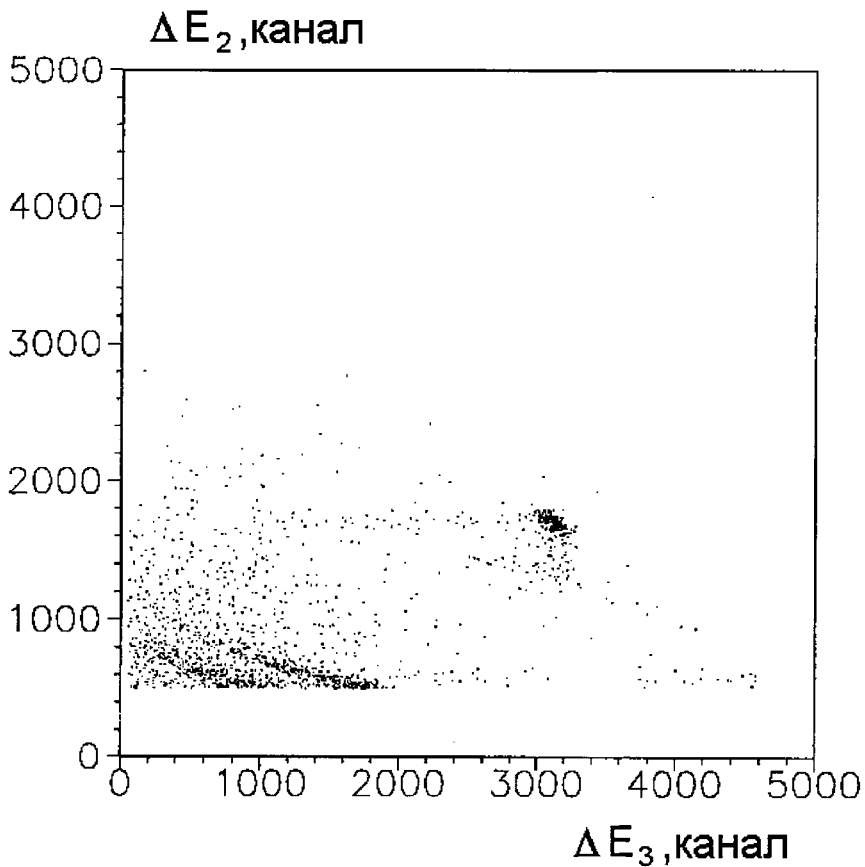


Рис.5 Двумерное распределение потерь энергии в паре детекторов $D_2 - D_3$ для реакции $p(d, {}^3\text{He})X$ при энергии пучка $E_d=500$ МэВ

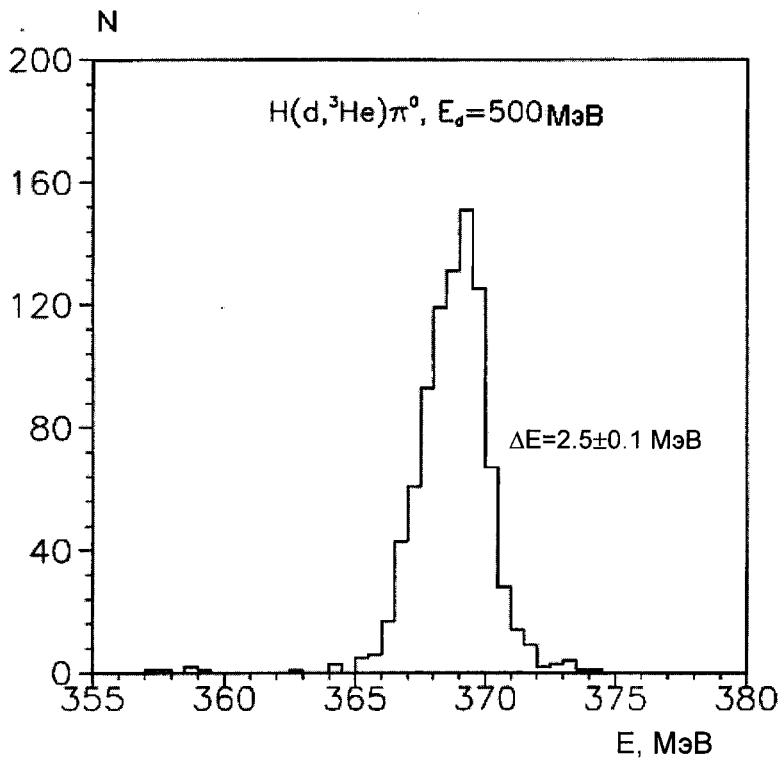


Рис.6 Экспериментальный спектр ионов ${}^3\text{He}$ из реакции $p(d, {}^3\text{He})\pi^0$, $E_d = 500$ МэВ

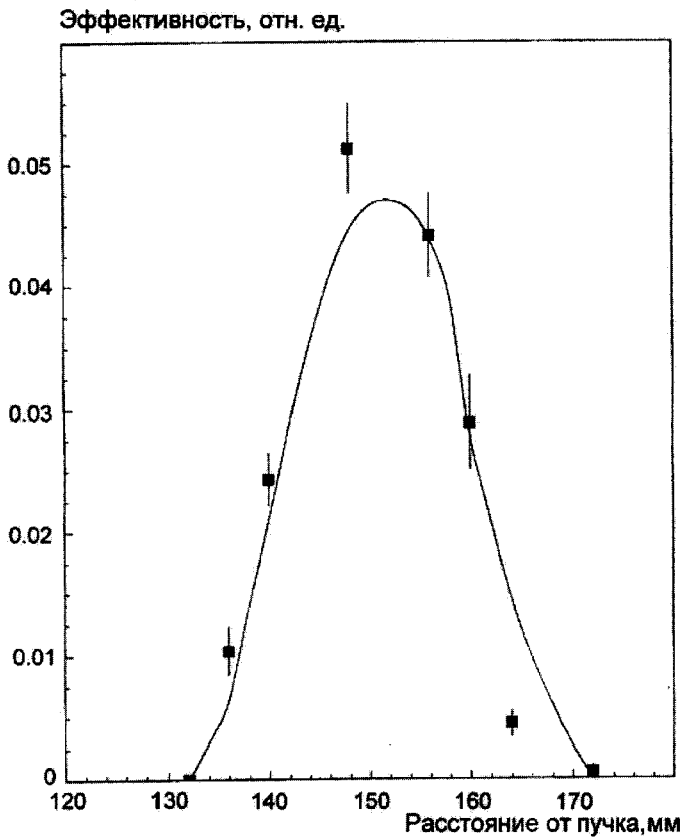


Рис.7 Экспериментальная (точки) и расчетная (плавная кривая) зависимости геометрической эффективности регистрации установки для ${}^3\text{He}$ из реакции $p(d, {}^3\text{He})\pi^0$, $E_d=500$ МэВ

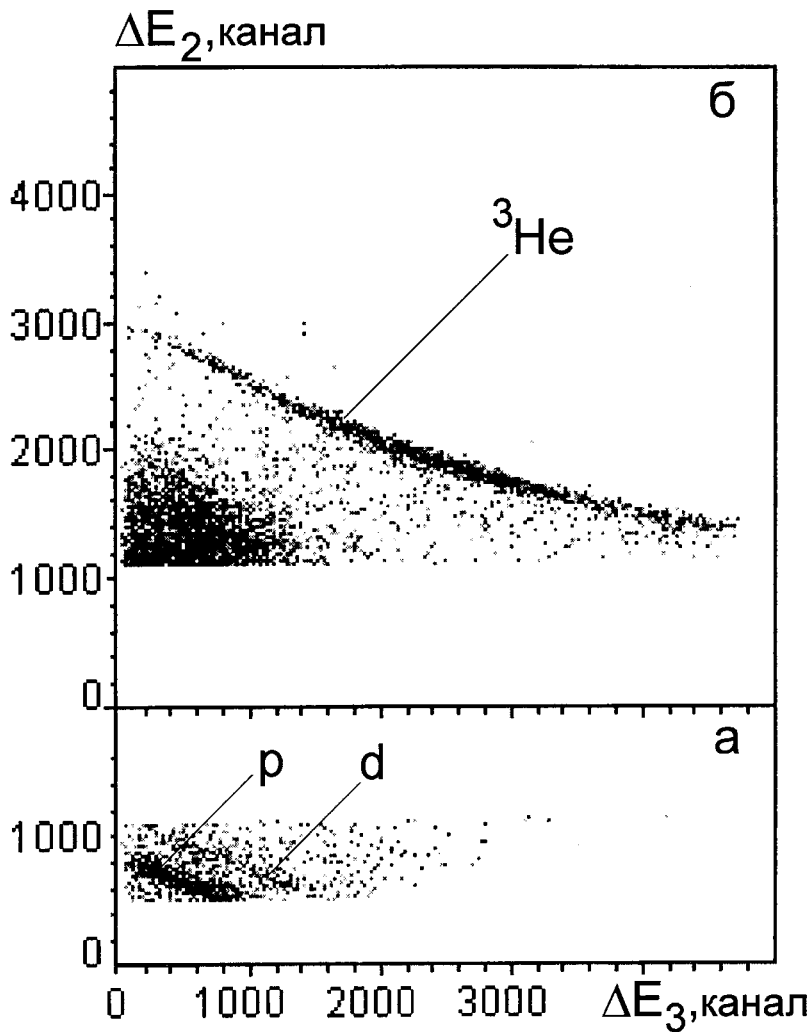


Рис.8 Двумерное распределение потерь энергии в паре детекторов $D_2 - D_3$ для реакции $\text{Xe}_{\text{nat}}(d, ^3\text{He})\text{X}$, $E_d=500$ МэВ: а - распределение для $\Delta E_2 < 1500$ кан., б - распределение для $\Delta E_2 > 1500$ кан

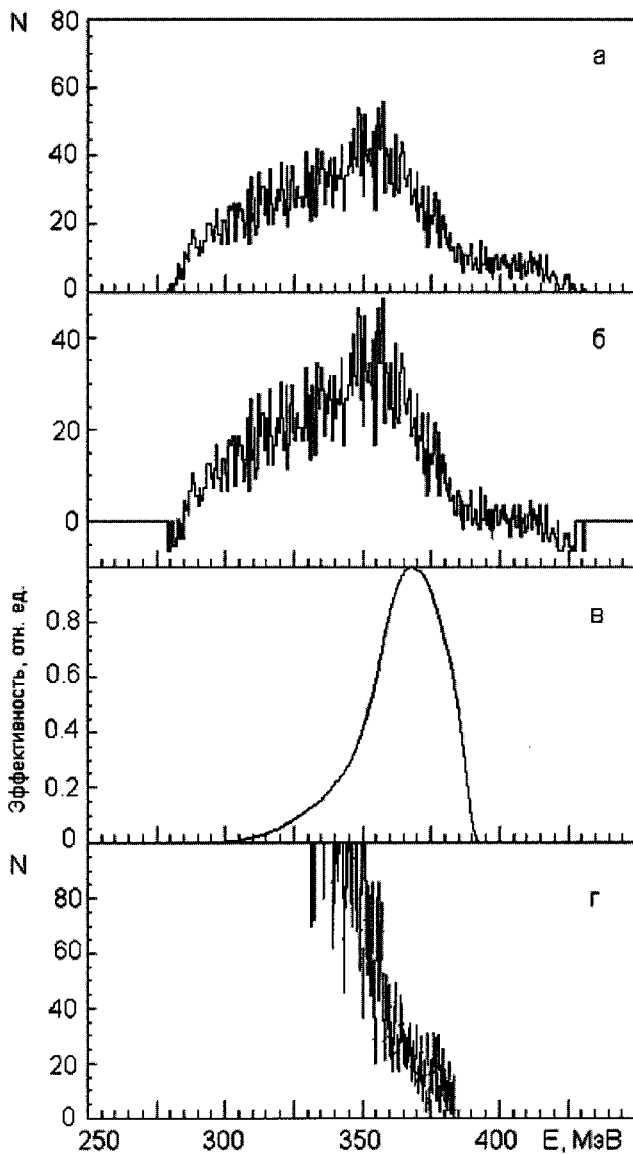


Рис.9 Результаты измерения и этапы восстановления энергетического распределения ${}^3\text{He}$ из реакции $\text{Xe}_{\text{nat}}(d, {}^3\text{He})X$, $E_d=500$ МэВ: а - экспериментальное распределение, б - распределение, полученное после вычитания фона, в - расчетная кривая эффективности регистрации ${}^3\text{He}$, г - распределение, восстановленное с учетом эффективности регистрации

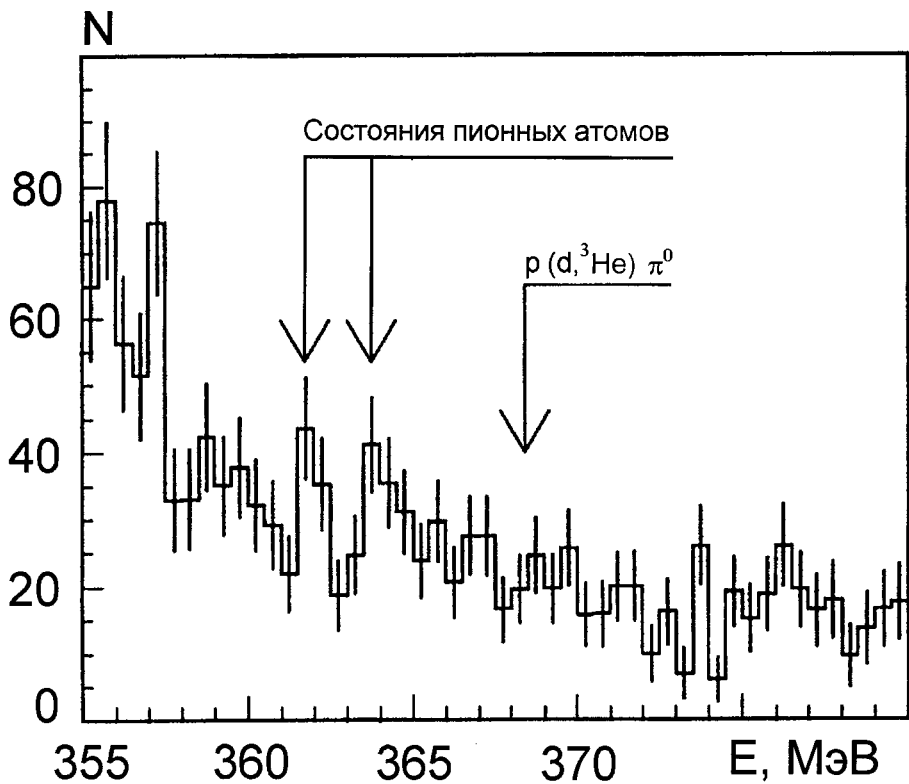


Рис.10 Спектр ионов ${}^3\text{He}$ в области ожидаемого эффекта образования глубоколежащих состояний пионных атомов ксенона

Литература

1. B.A.Chernyshev et al. JINR Communication E13-94-198. (1994) Dubna.
2. T.Waas et al. // Phys.Lett. B405 (1997), p.215.
3. М.Г.Горнов, В.Н.Гребенев, Ю.Б.Гуров и др. // ПТЭ, №4 (1999), с.65.
4. М.Г.Горнов, Ю.Б.Гуров, Б.П.Осипенко и др. // ПТЭ. 1990. N.4. С.83.
5. M.G.Gornov, Yu.B.Gurov, A.S.Lukin et al. // NIM. 1984. V.225. P.42.
6. F. Aizenberg-Selove // Nucl. Phys. A268 (1976), p.204.
7. M.Andersson, Chr. Bargholtz, B.Chernyshev et al. // Phys.Rev. C66 (2002). P.022203.
8. Y.Umemoto et al. // Prog. Theor. Phys. 103 (2000), p.337.

Получено 24 июня 2003 г.

Гребенев В. Н. и др.
Исследование параметров спектрометра
для поиска пионных атомов ксенона

P13-2003-117

Представлены основные параметры спектрометра, предназначенного для поиска глубоколежащих состояний пионных атомов ксенона. Для калибровки и определения энергетического разрешения спектрометра использовались реакции $p(d, {}^3\text{He})\pi^0$ и ${}^{14}\text{N}(d, {}^3\text{He}){}^{13}\text{C}$. Показано, что точность калибровки энергетической шкалы спектрометра составляет 0,1 МэВ, а разрешение — 0,850 МэВ для ионов ${}^3\text{He}$ с $E=360$ МэВ. В тестовом эксперименте на естественной смеси изотопов ксенона продемонстрировано, что надежные данные по основному состоянию пионного атома Xe-135 можно получить за разумное время набора статистики около 100 часов.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В. П. Дзепелова ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2003

Перевод авторов

Grebenev V. N. et al.
Study of Spectrometer Parameters for Searching
for Xenon Pionic Atoms

P13-2003-117

The main parameters of spectrometer for searching of deep states of xenon pionic atoms are presented. The reactions $p(d, {}^3\text{He})\pi^0$ and ${}^{14}\text{N}(d, {}^3\text{He}){}^{13}\text{C}$ were used for calibration and calculation of spectrometer energy resolution. It is shown that the calibration accuracy of the spectrometer energy scale is 0.1 MeV and the energy resolution is 0.850 MeV for ${}^3\text{He}$ ions with $E=360$ MeV. In a test experiment with a natural mixture of xenon isotopes it was demonstrated that reliable data for the ground state of the Xe-135 pionic atom could be received at reasonable measuring time of about 100 hours.

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

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

Редактор *Е. В. Калининкова*
Макет *Е. В. Сабатовой*

Подписано в печать 03.07.2003.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.
Усл. печ. л. 1,19. Уч.-изд. л. 2,01. Тираж 315 экз. Заказ № 54000.

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

E-mail: publish@pds.jinr.ru

www.jinr.ru/publish/