

объединенный  
институт  
ядерных  
исследований  
дубна

5499/2-81

9/11-81

P1-81-590

С.П.Авдеев, Р.Г.Васильков, В.А.Карнаухов,  
В.Д.Кузнецов, Н.С.Мызин, Л.А.Петров,  
В.Б.Старостин, Ю.М.Чиркин

ПОИСК ИЗОМЕРОВ ПЛОТНОСТИ  
ПО КРАТНОЙ ЭМИССИИ  
ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ  
ПРИ ОБЛУЧЕНИИ Fe, Sn И Pb  
РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ЯДРАМИ  $^4\text{He}$  И  $^{12}\text{C}$

Направлено в ЯФ

1981

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Настоящая работа была предпринята с целью поиска изомерных состояний атомных ядер с энергией возбуждения, превышающей энергию связи /порог эмиссии/ двух и трех нейтронов. Природа такой изомерии может быть различной. В соответствии с теорией пионной конденсации, активно развиваемой в последние годы /см., например, обзор Мигдала<sup>1/</sup>, возможно существование суперплотных ядер, которые в зависимости от параметра нуклонных корреляций на малых расстояниях  $g'$  могут быть как стабильны, так и метастабильны относительно перехода в нормальное состояние. Из известных в настоящее время данных о величине  $g'$  и из работы<sup>2/</sup> следует, что обнаружение метастабильных изомеров плотности, по-видимому, более вероятно. Даже при небольшой  $/0,5 \pm 1,0$  МэВ/ разности энергий связи на нуклон в нормальном ядре и изомере плотности туннельный переход из сверхплотной фазы в нормальную приведет к выделению энергии в несколько десятков МэВ. Она будет унесена из ядра путем испарения нескольких нуклонов. Таким образом, распад изомера плотности можно попытаться обнаружить путем регистрации множественного испускания запаздывающих нейтронов. Время жизни такого распада определяется вероятностью туннельного перехода сквозь барьер, разделяющий две фазы.

В работе Ирвина<sup>3/</sup> высказывается мнение, что множественное испускание запаздывающих нейтронов при распаде изомеров плотности является наиболее характерным проявлением  $\pi^-$ -конденсата.

Изомерные состояния с необычно высокой энергией возбуждения могут иметь и другую природу. В работах Вонга<sup>4/</sup> исследовалась устойчивость тороидальной и "пузырьковой" формы ядер. На основании расчетов по модифицированной модели оболочек показано, что возможно существование такого типа изомеров формы с энергией возбуждения в несколько десятков МэВ, отделенных от основного состояния потенциальным барьером. Распад таких изомеров также с большой вероятностью будет сопровождаться испусканием нескольких нейтронов.

Вероятность туннельного прохождения сквозь потенциальный барьер экспоненциально зависит от параметров барьера и соответствующего массового параметра /аналогично тому, как это имеет место в случае спонтанного деления/. Учитывая это, при поиске аномальных изомеров следует использовать методику, чувствитель-

ную в широком диапазоне времен жизни изомеров. Ориентируясь на регистрацию множественного испускания запаздывающих нейтронов, следует иметь в виду, что фоном будут являться обычные запаздывающие нейтроны, испускаемые при  $\beta^-$ -распаде нейтроноизбыточных изотопов.

В работах<sup>6,8/</sup> показано, что при  $\beta^-$ -распаде  $^{11}\text{Li}$  испускаются два и три нейтрона с вероятностями соответственно 3,9% и 1,8%. Эмиссия пары запаздывающих нейтронов зарегистрирована и для изотопов  $^{30-31}\text{Na}$ <sup>7/</sup>. Времена жизни этих изотопов не превышают 0,1 с. Для того чтобы исключить такого типа фон, в настоящей работе поиск множественного испускания запаздывающих нейтронов проводился для времен жизни  $\tau > 1$  с.

Отметим, что поиск суперплотных ядер по нейтронной активности мишеней, облученных протонами с энергией 70 ГэВ, был проведен в работе<sup>8/</sup>. Измерение активности делалось офф-лайн методикой с высокой чувствительностью, но спустя более года после конца облучения.

## 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились на канале медленного вывода синхрофазотрона Лаборатории высоких энергий ОИЯИ. Использовались пучки  $^{12}\text{C}$  с энергией 44 ГэВ и  $^4\text{He}$  с энергией 5,04 ГэВ. Выбор пониженной /по сравнению с максимальной для ускорителя/ энергии для  $^4\text{He}$  был сделан исходя из результатов расчетов, приведенных в работе<sup>9/</sup>.

В экспериментах с пучком углерода были использованы мишени, которые имели вид цилиндров диаметром 40 мм и длиной 110 мм, в экспериментах с пучком  $^4\text{He}$  толщина мишеней /Sn и Pb/ составляла 5 мм. На рис.1 приведены схема установки и электронная схема.

Пучок, проходя через монитор, состоящий из двух сцинтилляционных счетчиков, попадает на мишень, расположенную во внутренней полости нейтронного детектора. На выходе из детектора пучок проходит через двойную пропорциональную камеру, позволяющую контролировать его размер и положение. Нейтронный детектор состоит из блока-замедлителя /полиэтилен/ и 17 пропорциональных счетчиков длиной 560 и диаметром 32 мм, заполненных  $^3\text{He}$  /до давления 4 атм./ с добавлением 1%  $\text{CO}_2$ . Счетчики располагаются двумя рядами вокруг центрального цилиндрического отверстия в блоке, которое имеет диаметр 130 и длину 630 мм. Выбор такого нейтронного детектора был обусловлен его высокой эффективностью и нечувствительностью к  $\gamma$ -лучам.

Импульс с каждого счетчика проходил через предусилитель /ПУ/, расположенный на корпусе счетчика, и усилитель-дискрими-

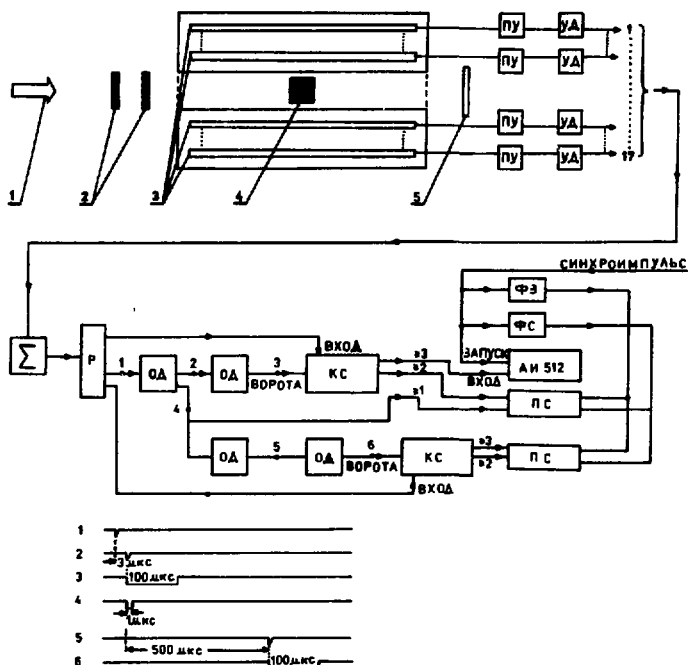
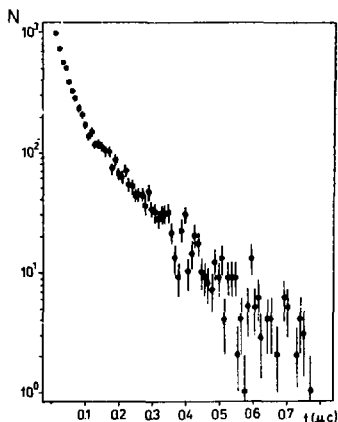


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 - пучок; 2 - монитор пучка; 3 -  $^8\text{He}$ -счетчики; 4 - мишень; 5 - многонитяная пропорциональная камера; ПУ - предусилитель; УД - усилитель-дискриминатор;  $\Sigma$  - сумматор; P - разветвитель; ОД - одновибратор; КС - схема кратных событий; ФЗ, ФС - формователи сигналов "Запуск" и "Стоп"; ПС - пересчетные схемы; АН-512 - многоканальный анализатор. В нижней части рисунка показана временная диаграмма импульсов в различных точках схемы.

натор /УД/, соединенный с предусилителем кабелем длиной 100 м. Затем импульсы суммировались.

Регистрация нескольких нейтронов, возникших в мишени одновременно, должна давать на сумматоре группу скоррелированных по времени импульсов, статистически распределенных в соответствии со средним временем жизни нейтрона в детекторе. Выход сумматора соединялся с разветвителем /P/. Два выхода разветвителя соединялись с входами блоков кратных событий /КС/ /10/.



**Рис. 2.** Распределение времени регистрации нейтрона относительно старта.

третий использовался для формирования импульсов, управляющих работой этих блоков. Первый блок кратных событий был предназначен для измерения полного эффекта коррелированной детекции нейтронов, второй измерял случайные события такой корреляции. Обе схемы открывались на  $100 \pm 2$  мкс. Такое время было выбрано исходя из измеренной величины среднего времени жизни ней-

трона в детекторе /см. ниже/. В канале управления с помощью одновибратора была организована общая задержка /3 мкс/. Это исключало регистрацию одиночных импульсов схемой КС. На двух выходах первой схемы КС появлялись сигналы, когда число импульсов, пришедших в течение 100 мкс после управляющего импульса, равно или больше 1 и равно или больше 2. Это отвечало регистрации 2, 3 и более нейтронов. При этом сам управляющий канал несет информацию о числе событий с кратностью  $\geq 1$ . Для измерения случайных событий кратной регистрации нейтронов в управляющий канал второй схемы КС вводилась задержка /с помощью одновибраторов/ величиной 500 мкс. На рис. 1 для пояснения показана временная диаграмма импульсов в разных точках схемы. Для регистрации временного распределения событий в промежутке между импульсами пучка один из выходов первой схемы КС или сигнал " $\geq 1$ " подавался на многоканальный анализатор NOKIA, работавший в мультискейлерном режиме. Другие сигналы регистрировались управляемыми пересчетными схемами. Старт осуществлялся синхроимпульсом ускорителя через  $1,2 \pm 1,5$  с после конца импульса пучка. Сигнал "Стоп" вырабатывался перед появлением очередного импульса пучка, время измерения в каждом цикле составляло  $6,0 \pm 6,5$  с.

Эффективность детектора определялась с помощью калиброванного  $Po-Be$  нейтронного источника и образца естественного урана. В обоих случаях получена величина  $\approx 22\%$ . Среднее время жизни нейтрона в детекторе  $\tau_n$  было определено экспериментально, путем измерения временного распределения импульсов от нейтронов спонтанного деления урана. Для этого в полость детектора помещался образец урана  $\sim 1,5$  кг/. Стартовым сигналом временного анализа служил первый импульс из скоррелированной пары импуль-

сов от нейтронов спонтанного деления. Стоп-сигналом служил второй импульс. Было найдено /см. рис.2/, что  $\tau_n = 72$  мкс. Исходя из этого ширина импульса управления для схем кратных событий и была взята равной 100 мкс.

Отметим, что сцинтилляционный монитор пучка использовался только в опытах с  $^{12}\text{C}$ . При работе с пучком  $\alpha$ -частиц полный поток, прошедший через мишень, находился по активности  $^{24}\text{Na}$ , индуцированной пучком в пластинке из алюминия /1,5 мм/, расположенной перед мишенью. Активность измерялась через несколько часов после облучения с помощью  $\text{Ge(Li)}$ -спектрометра. Данные по сечению реакции  $^{27}\text{Al} + \alpha \rightarrow ^{24}\text{Na} + x$  брались из работы /11/, предполагалось, что оно не зависит от энергии при  $E_\alpha > > 900$  МэВ, как это имеет место для реакции  $^{27}\text{Al} + p \rightarrow ^{24}\text{Na} + x$ .

### 3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ И ОБСУЖДЕНИЕ

1. При облучении всех мишеней углеродом и  $\alpha$ -частицами зарегистрирован высокий выход запаздывающих нейтронов. На рис.3 представлены кривые распада нейтронной активности при облучении Sn и Pb пучком углерода. В обоих случаях кривые могут быть представлены в виде двух экспонент, одна из которых отвечает  $T_{1/2} = /4,4 \pm 0,2/$  с, другая соответствует  $T_{1/2} = /0,23 \pm 0,02/$  с. Аналогичная картина наблюдалась и при облучении этих мишеней пучком  $\alpha$ -частиц. Выход запаздывающих нейтронов из свинцовой

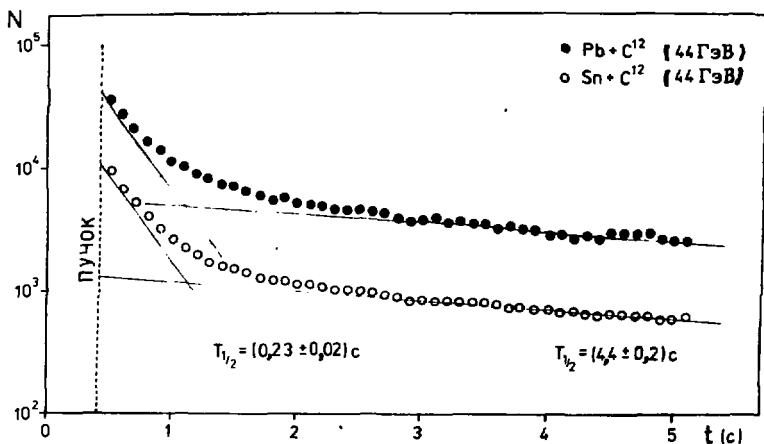


Рис.3. Кривые распада нейтронной активности при облучении мишеней из Pb и Sn пучком углерода /поток частиц в обоих случаях один и тот же/.

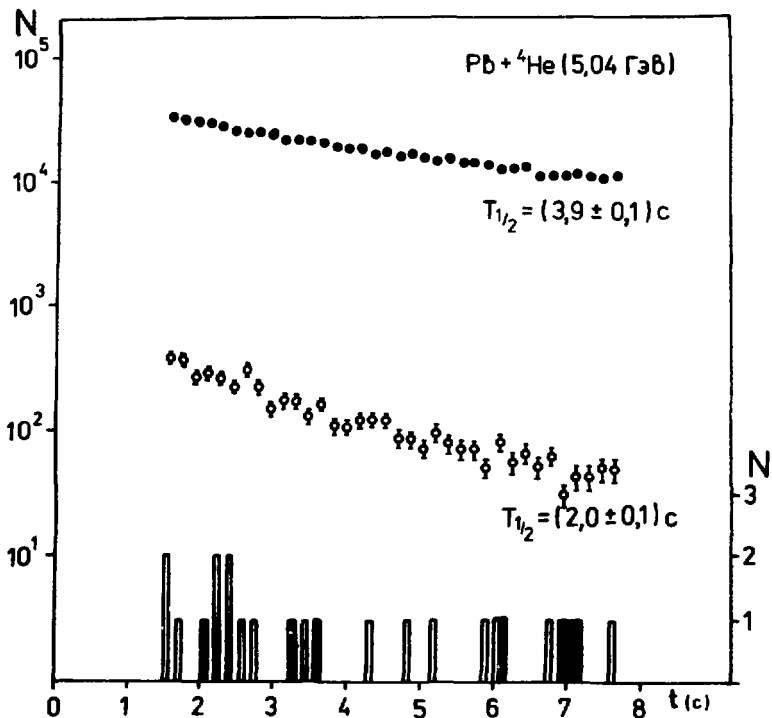


Рис. 4. Временное распределение нейтронной активности при облучении Pb пучком  ${}^4\text{He}$ : ● - детекция одиночных нейтронов; ○ - детекция пары нейтронов; гистограмма /шкала справа/ - для случая регистрации трех нейтронов. Поток  $\alpha$ -частиц везде одинаковый. Зачерненная гистограмма - фон тройных совпадений, измеренный за то же время в условиях, когда пучок не выводился на мишень.

мишени в 3,5-4,0 раза больше, чем из олова. Эти данные исключают деление как основной процесс, приводящий к появлению излучателей запаздывающих нейтронов в этих экспериментах. Наиболее вероятно, что основным источником запаздывающего нейтронного излучения являются нейтроноизбыточные изотопы легких элементов, образующиеся за счет процесса фрагментации. Первую из этих активностей следует приписать  ${}^{17}\text{N} / T_{1/2} = 4,17 \text{ c/}$ , при рас-

паде которого нейтроны испускаются с вероятностью 95%. Более короткоживущая активность, по-видимому, связана со смесью изотопов.

2. При регистрации кратных событий основное внимание было уделено трехкратным совпадениям. Интенсивность пучка выбиралась так, чтобы был приемлемым уровень случайных трехкратных совпадений. Для углерода и свинцовой мишени она была  $\sim 10^5$  на импульс пучка, для оловянной мишени -  $3 \cdot 10^5$  /имп./-1, в случае  $\alpha$ -частиц - примерно в 30 раз больше.

Рис.4 иллюстрирует результаты измерений для свинцовой мишени, облучаемой  $\alpha$ -частицами. В канале двухкратной нейтронной детекции зарегистрировано примерно в 200 раз меньше событий, чем в канале одиночного нейтронного счета. При этом регистрация начиналась через 1,5 с после импульса пучка.

Как уже указывалось, параллельно с основными измерениями в каждом эксперименте определялись случайные совпадения /двухкратные и трехкратные/. Двойные случайные совпадения при облучении Рb ядрами  $^4\text{He}$  составляли  $\approx 90\%$  от всех зарегистрированных двойных событий. Это объясняет двухсекундный спад активности в этом канале регистрации. Вычет случайных совпадений и фона, измеренного без пучка на мишени, составляет  $254 \pm 80$  двойных событий. Примерно такая же ситуация в случае Sn+C, Pb+C. Для Fe+C и Sn+ $\alpha$  счет в канале двухкратных событий в пределах ошибок совпадает со случайными совпадениями.

В канале трехкратных событий для Pb+  $^4\text{He}$  зарегистрировано 19 отсчетов, что составляет  $2,7 \cdot 10^{-5}$  долю от полного числа зарегистрированных нейтронов. При этом было зарегистрировано 4 случайных события. При измерении фона без пучка /ускоритель работал, но пучок не выводился на мишень/ за то же время было получено 7 импульсов. Эта последняя цифра соответствует ожидаемой величине космического фона. Таким образом, после вычета случайных совпадений и фона без пучка остается  $8 \pm 5$  тройных событий.

Сводка результатов приведена в табл.1, где  $N_1$ ,  $N_2$ ,  $N_3$  - число отсчетов в каналах регистрации одиночных, двойных и тройных событий соответственно после вычета случайных совпадений и фона без пучка. Только в случае Pb+  $^4\text{He}$  эффект тройных событий едва выходит за пределы среднеквадратичной ошибки. Для двухкратных корреляций эффект превышает двойную ошибку для реакций Sn+C, Pb+C, Pb+  $^4\text{He}$ .

Однако, поскольку величина эффекта составляет всего около 10% от фона, мы воздержимся пока от утверждения, что в канале двойных совпадений нейтронов надежно зарегистрировано превышение в счете над уровнем фона. К тому же не исключено занижение числа случайных событий из-за того, что ширина управляющего импульса во второй схеме КС может быть несколько меньше, чем в первой.



Таблица 1

Экспериментальные данные по детекции запаздывающих нейтронов

	Fe+ $^{12}\text{C}$	Sn+ $^{12}\text{C}$	Pb+ $^{12}\text{C}$	Sn+ $^4\text{He}$	Pb+ $^4\text{He}$
$N_1$	$2,3 \cdot 10^5$	$4,5 \cdot 10^5$	$5,1 \cdot 10^5$	$4,3 \cdot 10^5$	$6,5 \cdot 10^5$
$N_2$	$5 \pm 49$	$250 \pm 90$	$193 \pm 78$	$21 \pm 67$	$254 \pm 80$
$N_3$	$0 \pm 3$	$6 \pm 7$	$0 \pm 12$	$2 \pm 5$	$8 \pm 5$

Таблица 2

Верхняя граница сечения образования запаздывающих излучателей трех нейтронов /в см<sup>2</sup>/

Fe+ $^{12}\text{C}$	Sn+ $^{12}\text{C}$	Pb+ $^{12}\text{C}$	Sn+ $^4\text{He}$	Pb+ $^4\text{He}$
$4,5 \cdot 10^{-30}$	$2,7 \cdot 10^{-29}$	$1,1 \cdot 10^{-28}$	$6,8 \cdot 10^{-30}$	$3,4 \cdot 10^{-29}$

Для оценки верхней границы сечения образования кратных нейтронных излучателей воспользуемся данными по тройным корреляциям. В случае пучка  $^4\text{He}$  использовалась тонкая мишень, поперечное сечение рассчитывалось здесь традиционным образом. При работе с пучком  $^{12}\text{C}$  применялась мишень толщиной порядка ядерного пробега бомбардирующих частиц. Для этого случая мы воспользовались данными о полных сечениях неупругого взаимодействия  $\sigma_{in}$  релятивистских ядер углерода с различными ядрами  $^{12}\text{C}$ , чтобы оценить полное число взаимодействий частиц пучка в мишенях. Далее сечение рассчитывалось по формуле

$$\sigma_{3n} \leq \frac{(N_3 + \Delta N_3) \cdot \sigma_{in}}{\epsilon_3 \cdot N_c (1 - e^{-\sigma_{in} N_t})}$$

где  $N_3 + \Delta N_3$  - граница эффекта;  $\epsilon_3$  - эффективность регистрации трех нейтронов /при условии, что испускается точно три нейтрона/;  $N_c$  - интегральный поток ядер углерода;  $N_t$  - число атомов в мишени.

Результаты оценок приведены в табл.2. Эти оценки справедливы для времен жизни в диапазоне  $1 \text{ с} \leq \tau \leq 10^4 \text{ с}$ . Для более длинных времен верхняя граница сечения увеличивается примерно линейно с  $\tau$ . Полученные величины составляют малую долю от полного сечения неупругого взаимодействия  $\sigma_{in}$ . Отношения  $\sigma_{3n} / \sigma_{in}$  лежат в пределах от  $2,8 \cdot 10^{-8}$  /для Fe+  $^{12}\text{C}$ / до  $3,4 \cdot 10^{-6}$  /в случае Pb+  $^{12}\text{C}$  /.

Из-за высокого уровня случайных совпадений мы были вынуждены ограничивать интенсивность пучка, причем в случае  $\alpha$ -частиц использовалось менее 1% от полной интенсивности. Чувствительность описанной установки по поиску кратного испускания нейтронов изомерами может быть существенно повышена, если уменьшить скорость счета запаздывающих нейтронов путем введения временной отсечки в /30-40/ с и увеличить интенсивность пучка.

Авторы благодарны проф. В.П.Джелепову, К.Я.Громову, И.Н.Семенову за интерес к работе и поддержку, И.Н.Мишустину за полезные обсуждения, С.А.Новикову за помощь в проведении облучений, В.В.Попову за вклад в подготовку методики эксперимента.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Migdal A.V. Rev.Mod.Phys., 1978, 50, p.107.
2. Мишустин И.Н., Карнюхин А.В. ЯФ, 1980, 32, с.945.
3. Irvine J.M. J.Phys.G: Nucl.Phys., 1979, 5, p.L143.
4. Wong C.Y. Phys.Lett., 1972, 41B, p.446, 451; Ann.of Phys., 1973, 77, p.279.
5. Azuma R.E. et al. Phys.Rev.Lett., 1979, 43, p.1652.
6. Azuma R.E. et al. Phys.Lett., 1980, 96B, p.31.
7. Detraz C. et al. Phys.Lett., 1980, 94B, p.307.
8. Бугорский А.П. и др. Письма в ЖЭТФ, 1980, 32, с.487.
9. Гудима К.К., Тонеев В.Д. ЯФ, 1980, 31, с.1455.
10. Борейко В.Л. и др. ОИЯИ, P13-12334, Дубна, 1979.
11. Carol P.J. Phys.Rev., 1974, C10, p.150.
12. Ангелов Н. и др. ОИЯИ, P1-80-473, Дубна, 1980.

Рукопись поступила в издательский отдел  
2 сентября 1981 года.