

С 343г2
Щ-582

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

На правах рукописи

В. Г. Шендеров

НЕЙТРОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЯДЕР В ОБЛАСТИ МИНИМУМА
 S_0 - СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ ($A=100$)

(Специальность 01.055 - физика атомного ядра и
космических лучей)

А в т о р е ф е р а т
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Д у б н а
1971

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

На правах рукописи

Д.Г.Щепкин

НЕЙТРОННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ЯДЕР В ОБЛАСТИ МИНИМУМА
 S_0 - СИЛОВОЙ ФУНКЦИИ ($A \sim 100$)

(Специальность 01.055 -- физика атомного ядра и
космических лучей)

А в т о р е ф е р а т
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Д у б н а
1971

Работа выполнена в ордена Ленина Институте атомной энергии им. И.В.Курчатова

Научный руководитель

кандидат физико-математических наук Г.В.МУРАДЯН

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
профессор

М.Н.НИКОЛАЕВ

кандидат физико-математических наук

Ю.П.ПОПОВ

Ведущее научно-исследовательское учреждение -
Институт ядерных исследований АН УССР (г.Киев)

Автореферат разослан " 16 " VIII 1971 г.

Защита диссертации состоится " 16 " XI 1971 г.
на заседании Объединенного Ученого совета лабораторий
нейтронной физики и ядерных реакций ОИЯИ (г.Дубна, Московской
обл.).

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь совета


Э.Н.Каржавина

В настоящей работе исследованы уровни ядер в области атомных весов $A \sim 110-120$, лежащие в области энергии возбуждения до нескольких кэв над энергией связи нейтрона.

При взаимодействии нейтрона с ядром в этой области проявляются четкие резонансы с шириной от нескольких мэв и выше. Тот факт, что резонансы практически изолированы, дает возможность достаточно точно определять параметры уровней и проводить их статистический анализ. Из данных по параметрам можно определить усредненные характеристики сечения, такие как средние расстояния между уровнями, средние ширины уровней, силовые функции и т.д. Исследование этих параметров представляет интерес как для теории, так и для практики.

В области энергий несколько кэв основной вклад в сечение обусловлен взаимодействием ядра с s и p -нейтронами. Поэтому из измерений в указанной области можно определить параметры s и p -уровней и их средние характеристики.

С точки зрения S_0 -силовой функции рассматриваемая область атомных весов интересна тем, что, с одной стороны, здесь наблюдается минимум S_0 и максимум S_1 -нейтронных силовых функций, в связи с чем имеется трудность определения средних характеристик s -уровней, в том числе и S_0 ; с другой стороны, экспериментальные значения S_0 для многих ядер расходятся с предсказаниями оптической модели ядра.

Исследование S_1 - силовой функции представляет большой интерес, поскольку количество данных по S_1 существенно меньше, чем по S_0 . Кроме того, имеющиеся данные содержат значительные ошибки. Точность, с которой определены значения S_2 (а также S_0) - силовых функций, часто недостаточна для надежного сопоставления с расчетными значениями. В то же время наличие S_1 в указанной области атомных весов дает возможность понять, насколько отклонения значений S_0 и S_1 от оптической модели коррелированы между собой.

С точки зрения практики знание силовых функций дает возможность предсказать сечение элементов, непосредственное измерение которых затруднено, в частности для осколков деления.

Для определения S_0 и S_1 - силовых функций в резонансной области требуется разделить наблюдаемые уровни по их квантовым характеристикам, в том числе - по орбитальному моменту ℓ взаимодействия, зависимость силовой функции от которого наиболее сильно выражена, получить значения нейтронных ширин и определить изотопную принадлежность уровней. Для решения последних двух задач достаточно измерить сечение разделенных изотопов. Решение же первой задачи встречает значительные трудности.

Одна из основных экспериментальных задач настоящей диссертационной работы состояла в определении орбитального момента уровней. Для идентификации уровней традиционными методами требуется интенсивный источник нейтронов. Поскольку источник, на котором проводились данные исследования, имеет относительно низкую интенсивность, решение задачи определения ℓ стало возможным только благодаря применению качественно нового метода. Такой метод был предложен в работе [1] и развит в настоящей диссертационной работе. Для разделения s и p - уровней используется различная величина интерференции резонансного и потенциального рассеяния для s и p - взаимодействия. В рассматриваемой области интерференция при s - взаимодействии намного больше величины интерференции для p - взаимодействия. Суть метода состоит в следующем. Нейтроны проходят через движущийся образец исследуемого вещества, в одном случае - по направлению распространения нейтронов, в другом - против.

Регистрация проводилась через движущийся образец нейтронов проводится резонансным детектором по акту захвата нейтрона в неподвижном образце того же вещества. Поскольку в случае p - волны форма линии пропускания практически симметрична относительно резонансной энергии E_0 , сумма чисел отсчетов детектора в районе резонанса не зависит от направления движения. В случае же s - волны форма резонанса несимметрична и поэтому суммарное число отсчетов зависит от направления движения. Таким образом, задача сводится к сравнению площадей под резонансами на кривых захвата нейтронов при движении образца по и против пучка.

В отличие от обычного метода измерения формы кривой пропускания, где требуется разрешение порядка ширины ($\Delta E \sim \Gamma$) уровня, в методе движущегося образца разрешение должно обеспечить лишь разделение уровней, т.е. $\Delta E \sim D$. Это дает возможность на данном источнике нейтронов идентифицировать гораздо более слабые уровни.

Для проведения измерений идентификации уровней по орбитальному моменту методом движущегося образца на базе линейного электронного ускорителя был создан спектрометр [2] - селектор орбитальных моментов, состоящий из высокоэффективного детектора захвата и системы движения образца. Спектрометрия нейтронов осуществлялась методом времени пролета. Источник нейтронов - урановая мишень с замедлителем. Средний выход нейтронов $\sim 2 \cdot 10^{12}$ н/сек, длительность электрического импульса ускорителя 0,2 миксек, частота следования 200 гц. Временные спектры снимались на 4096-канальных временных анализаторах (МНА) с шириной канала 0,25 миксек.

Для определения параметров уровней проводились измерения полного сечения, сечений захвата и самоиндукции. Для измерения полных сечений создан спектрометр [3] с высоким разрешением и светосилой.

В результате проведенных измерений было выявлено значительное количество резонансов, проведена их изотопная идентификация, определены орбитальные моменты взаимодействия, ширины и спины обнаруженных уровней. Большое количество выявленных

уровней дало возможность находить силовые функции, а также средние радиационные ширины и расстояния между уровнями.

В первой главе диссертация рассмотрены имеющиеся расчеты силовых функций, основная часть которых выполнена по оптической модели ядра. По сравнению со своим первоначальным видом — два параметра потенциала — оптическая модель претерпела значительные изменения за счет введения дополнительных параметров взаимодействия с целью получения лучшего согласия с экспериментом. В настоящее время ощущается большое количество расчетов силовых функций по оптической модели. Варьируются глубина потенциальной ямы, соотношение действительной и мнимой частей потенциала, диффузность границы, рассматриваются различные виды поглощения — объемное, поверхностное, смешанное. В потенциале отражены спин-спиновое и спин-орбитальное взаимодействия, коллективные движения ядра. Наряду с успешным описанием экспериментальных значений силовых функций в отдельных областях атомных весов, оптическая модель встречает определенные трудности. Это: получение низких значений S_0 в районе $A \sim 100-120$ с одновременным сохранением необходимой формы пиков; объяснение скачкообразных изменений от ядра к ядру; одновременное описание S_0 и S_1 силовых функций. В связи с имеющимися расхождениями оптической модели и эксперимента Блок и Фейсбах [4] конкретизировали механизм взаимодействия нейтрона с ядром, предполагив, что образование составного ядра происходит через стадию образования простых конфигураций — "входных" состояний. Обзор работ по входным состояниям содержится в параграфе 2. В данном разделе диссертации дается также обзор разнообразных экспериментов, используемых для проверки рассмотренного механизма реакции.

Во второй главе рассматриваются экспериментальные способы определения силовых функций по параметрам изолированных уровней, из измерений среднего полного сечения и среднего сечения захвата.

Первый способ, в принципе, позволяет получать силовую функцию для выделенных квантовых чисел, изучать структуру силовой функции путем определения ее в различных энергетических

областях, исследовать корреляцию S_0 с другими параметрами. Основные трудности определения силовых функций в резонансной области связаны с определением квантовых чисел и ограниченным числом уровней, по которым вычисляются силовые функции. В связи с этим в резонансной области в основном получены значения S_0 без выделения P -уровней, пренебрегая влиянием последних на величину S_0 . Информация же по S_1 получена в предположении слабости P -уровней, что дает лишь нижнюю границу этого параметра.

Определение силовых функций из измерений средних сечений основано на сшивании экспериментальной и расчетной кривых сечения путем подбора параметров взаимодействия, в том числе и S_0 . Выделение силовых функций с различными ℓ основано на различии энергетической зависимости парциальных сечений. Получение силовых функций из средних сечений свободно от трудностей, присущих резонансной области, но в то же время дает менее полную информацию о силовых функциях и имеет свои трудности. К ним относятся большое число неизвестных параметров, необходимость учета изменения силовой функции с энергией и т.д. Из измерений средних сечений в настоящее время получена основная часть данных по S_1 — силовой функции. В диссертации приведена вся имеющаяся информация по значениям S_1 с указанием способа и энергетической области определения, а также данные по S_0 , полученные в последнее время. Между результатами отдельных работ, особенно по S_1 , часто существуют расхождения, выходящие за пределы ошибок. Для более надежного сопоставления с теорией необходимо повышение точности определения силовых функций.

В третьей главе рассмотрены способы определения параметров уровней методами нейтронной спектроскопии. Это определение орбитального момента, спина и ширины.

Определение орбитального момента проводится в основном по форме линии пропускания. Основное ограничение данного метода — необходимость высокого разрешения, ввиду чего систематическое определение ℓ данным методом требует высокой интенсивности источника.

Разделение s и p -уровней можно проводить в измерениях углового распределения рассеянных нейтронов. Для s -волны распределение изотропно, для p - зависит от энергии и при $J > 1/2$ всегда анизотропно. Величина анизотропии зависит от спина ядра-мишени и составного ядра J и может достигать значительной величины. Однако даже в наиболее благоприятных случаях данный метод требует значительного времени измерений, что связано с низкой эффективностью детекторов нейтронов, резонансным γ -фоном, плохим соотношением эффекта и фона.

Измерение углового распределения прямых γ -переходов при захвате нейтрона также используется для определения ℓ . Применение этого метода ограничено низкой эффективностью $Ge-Li$ детекторов и малой интенсивностью прямых γ -переходов.

Значительно увеличиваются возможности идентификации уровней по ℓ при использовании метода движущегося образца. Основные достоинства этого метода - высокая светосила и низкий фон. Эти качества достигаются благодаря возможности проводить измерения с разрешением $\sim D$ и регистрацией искомого эффекта высокоэффективным детектором (до $\sim 100\%$) с низким фоном. В диссертации проводится сравнение рассмотренных методов идентификации уровней по ℓ . В качестве критерия выступало время измерений, необходимое в каждом методе, определяемое из условия равенства ошибки измерения величине ожидаемой асимметрии при S -взаимодействии. Показано, что, хотя приведенный расчет носит в значительной степени качественный характер, для идентификации уровней методом движущегося образца в рассматриваемой области энергии требуется значительно меньшая длительность измерений.

В этом же разделе рассмотрены способы определения других параметров резонансов из измерений полных и парциальных сечений.

В четвертой главе приведены экспериментальные установки, созданные для проведения измерений.

Идентификация уровней по орбитальному моменту проводилась методом движущегося образца. Для этого создан селектор орбитальных моментов, состоящий из системы движения образца и регистрирующего устройства - детектора. Наибольшая величина

асимметрии имеет место при энергиях, отстоящих от энергии резонанса на величину ширины уровня, определяемой обычно Дошлеровской шириной Δ . Изменение относительной энергии нейтрона, равное Δ , имеет место при скорости образца ~ 170 м/сек. Движение образца со скоростью 140 м/сек осуществлялось с помощью вращающегося образцодержателя. Образец помещался в гнезда ротора (рис.1). Вращение ротора происходило в разреженной атмосфере. Ротор изготовлен из прочного алюминиевого сплава с последующей закалкой. Балансировка ротора проводилась вместе с образцом. Система приводилась во вращение асинхронным двигателем, обеспечивающим стабильность частоты вращения с точностью $\sim 0,3\%$. Для предотвращения деформаций образец предварительно спрессовывался под давлением 500 кг/см².

Вторая часть спектрометра - детектор для регистрации прошедших через движущийся образец нейтронов. С этой целью использовалась реакция захвата нейтрона в образце того же вещества. Проводился оптимальный выбор варианта детектора на основании характеристик детекторов, используемых для измерения сечения захвата. Это жидкостные сцинтилляционные баки, разнообразных типов типа Моксона-Рэе, детекторы на основе кристаллов $NaJ(Tl)$. Основные требования, предъявляемые к детектору - высокая эффективность регистрации акта захвата, нечувствительность к нейтронам и низкий фон. Чем лучше данные характеристики детектора, тем больше чувствительность метода. В данной работе использовался детектор, состоящий из двух кристаллов $NaJ(Tl)$ $\Phi 200 \times 100$ мм. Для защиты от нейтронов между исследуемым образцом и кристаллами вводилась защита из спрессованного B^{10} толщиной $\sim 4,5$ г/см². Измеренная и расчетная эффективность регистрации лежат в пределах 30-40%. Измерение эффективности регистрации захвата E_{γ} проведено с камерой деления, содержащей U^{235} и имеющей эффективность регистрации акта деления $\sim 100\%$. Созданный детектор имеет низкую эффективность E_n регистрации нейтронов. Отношение E_{γ}/E_n в области 0,3 - 3 кэВ меняется в пределах 10^3 -200. Для уменьшения временной неопределенности, связанной с разбросом амплитуд импульсов к конечной длительностью фронта, использовались

два тракта с высоким и низким порогом дискриминации. Исследование показало, что спустя ~ 20 мксек после запуска ускорителя первоначальный γ - импульс ускорителя не влияет на эффективность детектора. Детектор помещался на 37-метровой пролетной базе ускорителя. Разрешение составляло 12 нсек/м. В области $E < 10$ кэв детектор характеризуется высокой эффективностью и хорошим соотношением эффекта и фона. Вместе с тем, детектор отличается простотой и удобством в работе.

Для измерения полных сечений использовалась 109-метровая пролетная база ускорителя. Регистрация нейтронов осуществлялась по реакции захвата в образце из B^{10} толщиной ~ 2 г/см² и диаметром 180 мм. Образец просматривался восьмью кристаллами $NaJ(Tl)$ ф 150 x 60 мм. Эффективность регистрации нейтрона составляла $\sim 20\%$. Проведено измерение функции разрешения спектрометра, используя метод выделения "монокроматической" нейтронной линии из непрерывного спектра [3], основанный на интерференции резонансного и потенциального рассеяния. Полуширина функции разрешения составляет ~ 4 нсек/м.

В пятой главе приводится методика измерений, обработка результатов измерений и обсуждение полученных результатов.

Измерения идентификации уровней по ℓ проводились в двух режимах в зависимости от количества вещества и силы уровней. В первом режиме при идентификации слабых уровней и ограниченном количестве вещества все вещество помещалось в одно гнездо ротора (например 1). В другое гнездо (2) помещался противовес из железа марки армко (рис.1). В тот момент, когда на пучок выходил образец исследуемого вещества, происходила подоветка фотодиода (1), импульс которого отпирал пушку ускорителя и запускал МВА. Счет актов захвата нейтронов, прошедших через исследуемый образец, поступал на МВА(1) (одна из нижних кривых на рис.2). Импульс от фотодиода (1) одновременно использовался для формирования импульса, блокирующего прохождение сигналов от детектора на второй МВА. В следующем цикле, когда на пучок выходил образец противовеса, подсвечивался второй фотодиод, импульс которого опять использовался для отпирания пушки ускорителя, запуска МВА и формирования импульса,

блокирующего прохождение сигналов от детектора на первый МВА. Набор информации в этот момент проходил на МВА(2) (одна из двух верхних кривых на рис.2). Таким образом, одновременно проводились измерения идентификации уровней по ℓ и сечения захвата. Последняя информация использовалась для определения параметров уровней, для вычисления ожидаемой величины асимметрии для S - взаимодействия и для приведения серий измерений по (крайне А и С) и против (кривые В и Д) пучка к одному потоку. Такой способ мониторинга дает возможность с высокой точностью ($\sim 0,5\%$) контролировать постоянно мониторного отношения на отдельных резонансах.

Второй режим работы использовался при наличии достаточного количества вещества и исследовании сильных уровней. В этом случае в оба гнезда ротора помещались образцы исследуемого вещества. Мониторинг серий измерений по и против пучка проводилось по резонансу Sn^{124} с энергией 62 эв. Для этого образец Sn^{124} помещался в детектор вместе с исследуемым веществом.

Используя параметры уровней и характеристики детектора оценивались оптимальные толщины образцов в детекторе и на пропуске. Измерения проводились с образцами разделенных изотопов высокого обогащения.

Обработка измерений идентификации уровней по ℓ сводилась к приведению серий измерений к одному потоку, вычислению разности площадей $\Delta A_{эксп}$ под резонансами на кривых А и В и сравнении полученного значения $\Delta A_{эксп} \pm \delta(\Delta A_{эксп})$ с нулем и ожидаемой величиной асимметрии $\Delta A_{теор}$ для S -уровней. Способ вычисления $\Delta A_{эксп}$ исключал необходимость определения фона около резонанса. Это позволяет избежать ошибок, связанных с неопределенностью фона. Ошибка $\delta(\Delta A_{эксп})$ определялась статистикой числа отсчетов и точностью мониторинга. Величина ожидаемого различия $\Delta A_{теор}$ находилась как из кривых А и В, так и кривых С и Д, используя параметры уровней. Из сравнения значений $\Delta A_{эксп} \pm \delta(\Delta A_{эксп})$, $\Delta A_{теор}$ и 0 определялись вероятности \mathcal{P}_S и \mathcal{P}_P того, что уровень является S или P . В результате измерения ядер Cd^{112} ,

Sb^{121} , Sb^{123} и Sn^{120} впервые получено значение орбитального момента для значительного количества выявленных уровней [2,5, 6].

Измерения полного сечения, сечения захвата и самоиндикации проводились на созданных спектрометрах с целью определения параметров уровней. Для получения более точных значений параметров измерения сечений проводились с разнообразными толщинами образцов. Обработка временных спектров проводилась методом площадей. В экспериментальные кривые в измерениях полных сечений вводилась поправка на просчеты аппаратуры, а в величину площади под резонансом вводилась поправка на крылья резонанса с учетом функции разрешения. Калибровка детектора захвата проводилась по параметрам уровней с $\Gamma_n \ll \Gamma_\gamma$, нейтронные ширины которых определялись из относительных измерений с высокой точностью. Изменение эффективности ϵ_γ от резонанса к резонансу не превышало $\sim 10\%$. Для сильных рассеивательных уровней в площадь под кривой захвата вводилась поправка на регистрацию резонансно-рассеянных нейтронов.

В результате проведенных измерений были выявлены ~ 500 уровней ядер Cd^{110} , Cd^{111} , Cd^{112} , Cd^{113} , Cd^{114} , Cd^{116} , Sn^{117} , Sn^{120} , Sb^{121} и Sb^{123} , определены их параметры, проведена изотопная идентификация [2,6,7,8,5]. Значительная часть информации получена впервые.

По параметрам уровней исследованных ядер были вычислены нейтронные силовые функции. Для ядер Cd^{112} , Sn^{120} , Sb^{121} и Sb^{123} , уровни которых были идентифицированы по ℓ , определялись S_0 и S_1 - силовые функции. Вклад $\Gamma_{n\ell}^{(e)}$ от каждого уровня в сумму приведенных нейтронных ширины входил с весом g_ℓ :

$$S_\ell = \frac{1}{2(2\ell+1)} \frac{\sum 2g\Gamma_{n\ell}^{(e)} g_\ell}{E_{\text{макс}}}$$

где $E_{\text{макс}}$ - интервал измерений. При вычислении S_1 вклад уровней, которые не были идентифицированы из-за малости нейтрон-

ной ширины, определялся по избытку малых ширины на экспериментальной гистограмме $\Gamma_{n\ell}^{(e)}/\Gamma_n^{(e)}$ по сравнению с распределением Портера-Томаса. Для ядер, идентификация уровней которых не проводилась, при определении S_0 вклад ρ - уровней оценивался по этому же распределению. Ошибки в силовых функциях вычислялись с учетом распределения ширины и расстояний между уровнями и экспериментальных ошибок в значениях параметров уровней [12].

Полученные значения силовых функций приведены на рис. 3 и 4. Там же для сравнения приведены расчетные значения силовых функций, вычисленные по нескольким вариантам оптической модели [10, 11, 12, 13], для которых наблюдается наилучшее согласие с экспериментом. Несмотря на то, что диапазон измененных атомных весов незначителен ($\Delta A \sim 10$), ни один из вариантов расчета не описывает всю совокупность экспериментальных значений $(S_0)_{\text{эксп}}$. Наибольшее расхождение $(S_0)_{\text{эксп}}$ с расчетными А и Б наблюдается у ядер Sn^{117} , Sn^{120} , Sb^{121} и Sb^{123} . Значения $(S_0)_{\text{эксп}}$ этих ядер лежат ближе к величинам $(S_0)_{\text{теор}}$, рассчитанным по потенциалу с вынесенным поглощением /В/, хотя систематически экспериментальные значения S_0 находятся ниже в 1,5-3 раза. Экспериментальные же значения S_0 изотопов кадмия значительно ближе находятся к расчетам А и Б, и намного превышают значения $(S_0)_{\text{теор}}$, полученными для потенциала с вынесенным поглощением. Полученные значения S_1 - силовой функции ядер Sn^{120} , Sb^{123} и Cd^{112} имеют близкие значения и в пределах ошибок согласуются с расчетными значениями (рис.4). Однако для Sb^{121} $(S_1)_{\text{эксп}}$ в ~ 4 раза превышает соответствующие расчетные значения, т.е. для Sb^{121} ни один из расчетов по оптической модели не описывает одновременно экспериментальные значения S_0 и S_1 . Это же относится и к Sn^{120} , у которого наблюдается обратная картина - $(S_1)_{\text{эксп}}$ совпадает с $(S_1)_{\text{теор}}$, но $(S_0)_{\text{теор}}$ в ~ 3 раза превышает $(S_0)_{\text{эксп}}$. В случае Sn^{120} результат менее однозначен, поскольку значение $(S_0)_{\text{эксп}}$ получено с большой ошибкой. Таким образом, между экспериментальными значениями силовых функций исследованных ядер и расчетами по оптической модели су-

ществуют расхождения, вызванные немонотонным ходом экспериментальных значений силовых функций. Рассматриваемые ядра лежат в области атомных весов, где происходит перестройка протонной оболочки ($Z = 50$). Поэтому в этой области следует ожидать более сильного проявления индивидуальных свойств ядер, в том числе и в силовых функциях. Одним из способов учета оболочечных эффектов является расчет силовых функций по модели "входных" состояний. Для одного из изученных ядер — $\text{Sn } I^{20}$, для которого наблюдается значительное расхождение с оптической моделью, в работе [14] был проведен такой расчет и полученное значение хорошо согласуется с экспериментальной величиной. Расхождение экспериментальных значений с расчетами по оптической модели ядра показывает необходимость учета индивидуальных свойств ядер при вычислении средних параметров взаимодействия.

В результате проведенных измерений для ряда уровней ядер $\text{Cd } III$, $\text{Cd } II^2$, $\text{Cd } II^3$ и $\text{Sn } II^7$ были определены радиационные ширины, по которым вычислены средние радиационные ширины $(\bar{\Gamma}_\gamma)_{\text{эксп}}$. Найденные значения сравнивались с вычисленными значениями $(\bar{\Gamma}_\gamma)_{\text{теор}}$, рассчитанными по нескольким моделям. Используемое при расчете значение плотности одночастичных состояний "а" вблизи поверхности Ферми было определено для исследуемых ядер, используя выражение для плотности уровней [15] и определенные из эксперимента значения средних расстояний между уровнями. Эффективная энергия возбуждения вычислялась исходя из энергии связи нейтрона и энергии спаривания. Сопоставление $(\bar{\Gamma}_\gamma)_{\text{эксп}}$ и $(\bar{\Gamma}_\gamma)_{\text{теор}}$ показывает, что полуэмпирические формулы для $\bar{\Gamma}_\gamma$, описывая в среднем правильный ход $\bar{\Gamma}_\gamma$ с атомным весом, не дают правильных значений для отдельных ядер.

Проведение изотопной идентификации и выявление большого количества уровней изотопов сурьмы позволило изучить распределение расстояний между уровнями. Экспериментальная гистограмма показала совпадение с распределением Вигнера для одной системы уровней, хотя для данных ядер этого не должно наблюдаться, поскольку у каждого из изотопов сурьмы проявляется несколько систем уровней. Возможно, что наблюдаемое совпадение является кажущимся и может быть объяснено пропуском уровней или их слиянием в пределах разрешения.

Основные результаты диссертационной работы следующие:

1. Создана методика для идентификации уровней по орбитальному моменту. Сюда входят — система движения образца со скоростью 140 м/сек и детектор радиационного захвата нейтронов. Детектор расположен на 37-метровой пролетной базе ускорителя. Разрешение 12 нсек/м. Созданный детектор одновременно использовался для проведения измерений сечений.

2. Методом движущегося образца проведены измерения идентификации по орбитальному моменту уровней ядер $\text{Cd } II^2$, $\text{Sn } I^{20}$, $\text{Sb } I^{21}$ и $\text{Sb } I^{23}$.

3. Измерены полное сечение, сечения радиационного захвата и самоиндукции ядер $\text{Cd } II^0$, $\text{Cd } III$, $\text{Cd } II^2$, $\text{Cd } II^3$, $\text{Cd } II^4$, $\text{Cd } II^6$, $\text{Sn } II^7$, $\text{Sn } I^{20}$, $\text{Sb } I^{21}$ и $\text{Sb } I^{23}$.

4. Обнаружено ~ 500 уровней исследованных ядер. По параметрам уровней вычислены значения S_0 и S_1 нейтронных силовых функций, средние радиационные ширины, проведен статистический анализ найденных параметров.

5. Сопоставление экспериментальных данных с расчетными значениями силовых функций по оптической модели ядра показывает, что ни один из вариантов расчета не описывает всю совокупность экспериментальных значений силовых функций, для которых характерно немонотонное изменение с атомным весом. Расхождение эксперимента с расчетами по оптической модели ядра указывает на необходимость учета индивидуальных свойств ядер.

6. Сопоставление экспериментальных и расчетных значений радиационных ширины показывает, что полуэмпирические формулы для $\bar{\Gamma}_\gamma$, описывая в среднем правильный ход $\bar{\Gamma}_\gamma$ с атомным весом, не дают правильных значений для отдельных ядер.

7. Исследование распределения расстояний между уровнями изотопов сурьмы показало, что экспериментальная гистограмма не противоречит распределению Вигнера.

8. Приведен обзор существующих вариантов расчета силовых функций по оптической модели и модели "входных" состояний.

9. Рассмотрены экспериментальные способы определения силовых функций и параметров нейтронных резонансов. Проведено сравнение методов идентификации уровней по орбитальному моменту. Приведены имеющиеся экспериментальные данные по S_1 -силовой функции, а также по S_0 , полученные в последнее время.

Результаты исследований, изложенные в настоящей диссертации, опубликованы в печати или доложены на конференциях по нейтронной физике [2, 3, 5, 6, 7, 8].

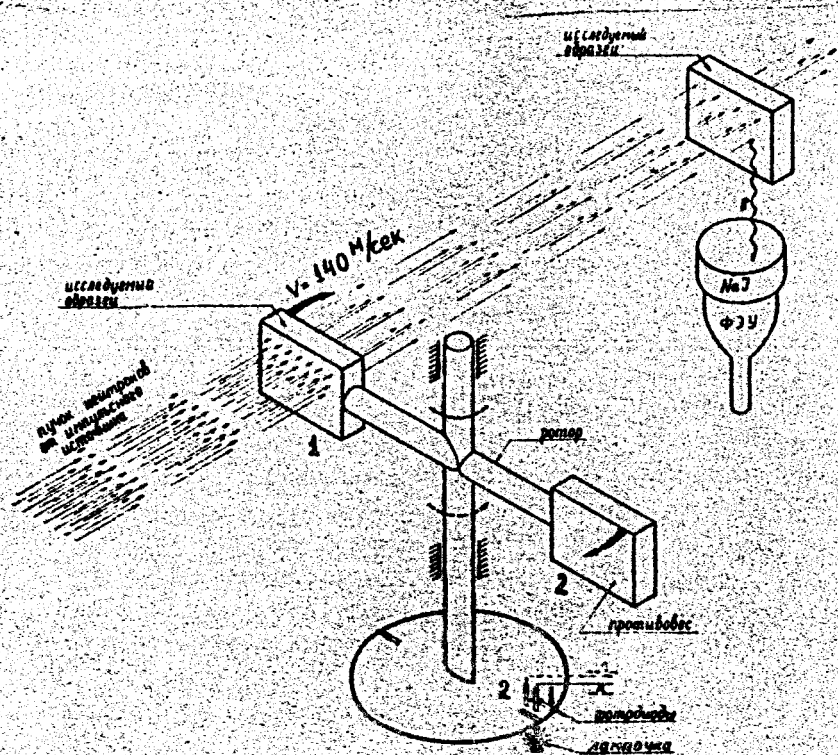


Рис. 1. Схема измерений идентификации уровней по орбитальному моменту и сечения радиационного захвата.

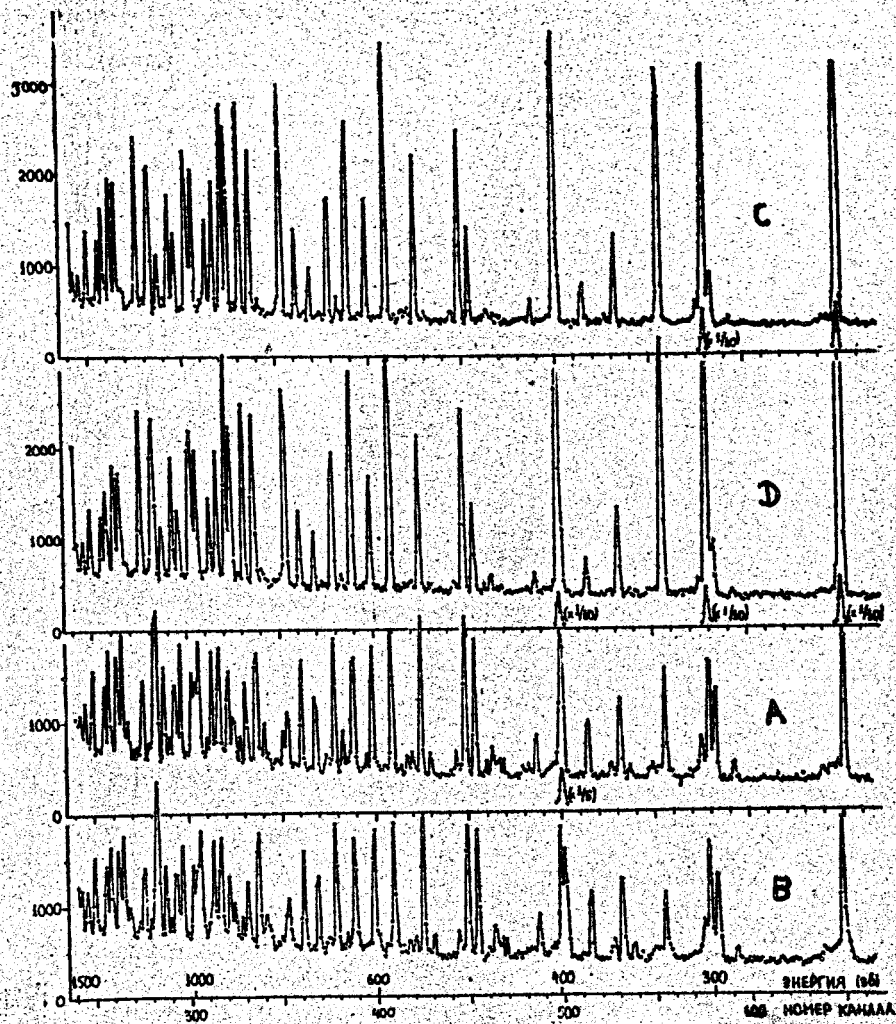


Рис. 2. Измерения идентификации уровней по орбитальному моменту (кривые А и В) и сечения радиационного захвата (кривые С и Д). А и С - движение образца по пучку, В и Д - против.

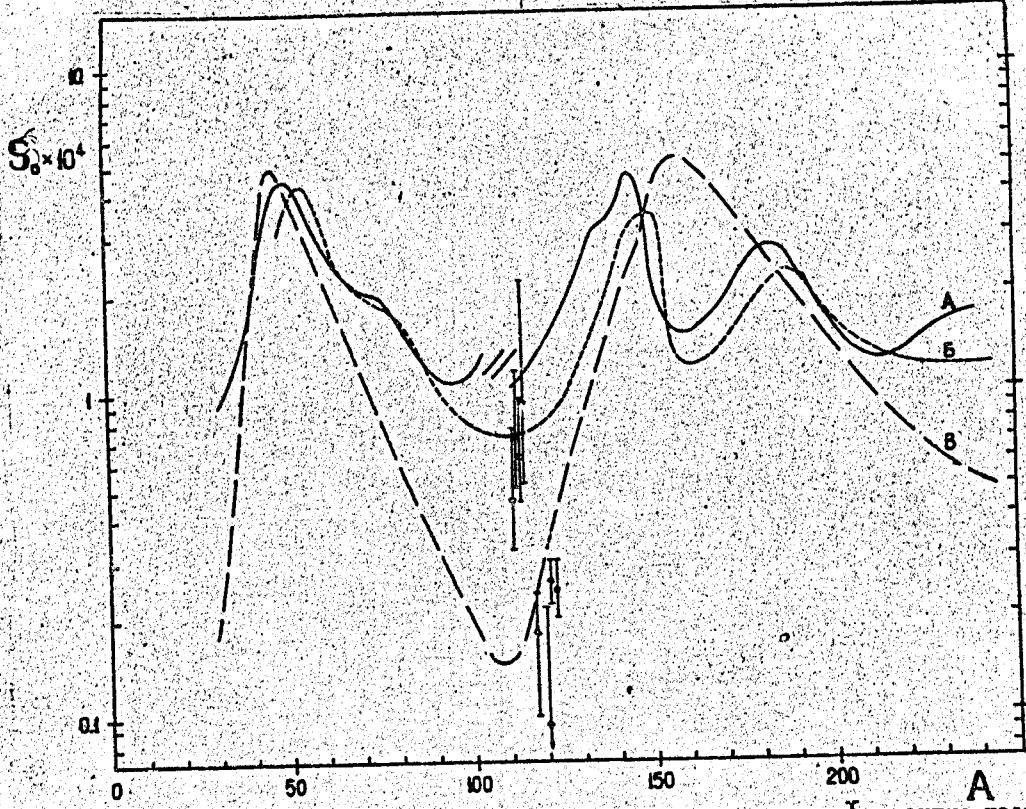


Рис. 3. Зависимость S_0 - силовой функции от атомного веса ядра-мишени, $\bar{\sigma}$ - данные настоящей работы. Кривые А, Б и В - расчеты по оптической модели ядра. А и Б - потенциал с поверхностным поглощением и учетом деформаций ядра [10,11], В - потенциал с поглощением, вынесенным за поверхность ядра [12,13].

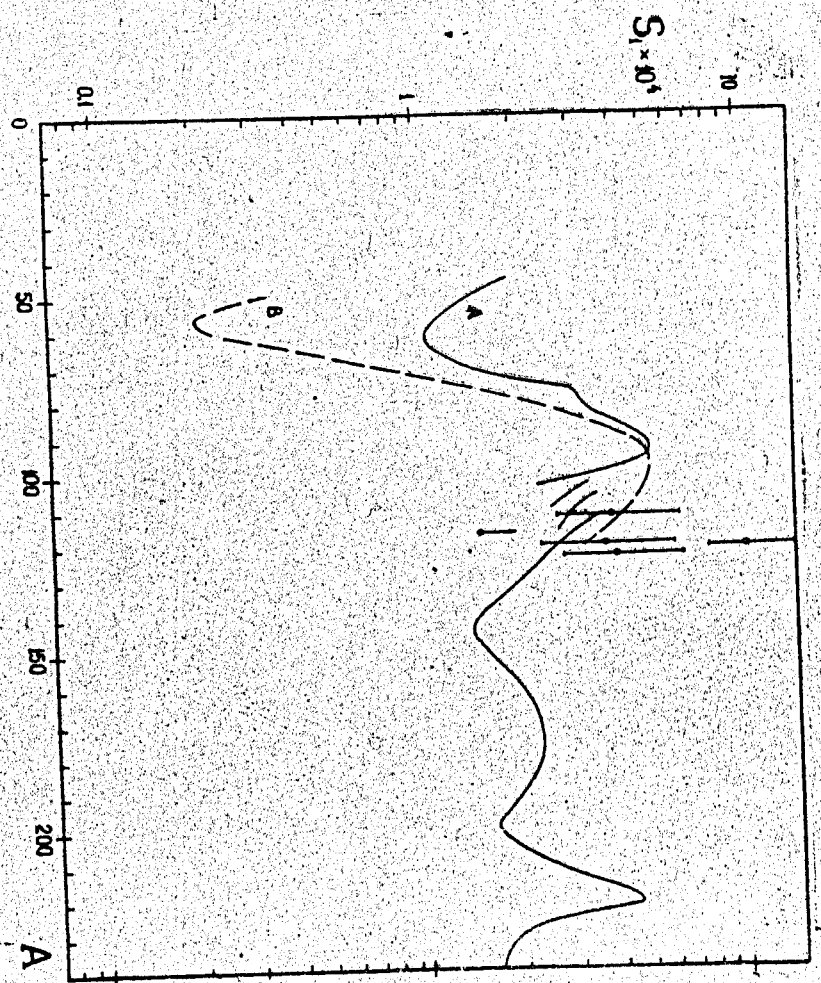


Рис. 4. Зависимость S_1 - силовой функции от атомного веса ядра-мишени, $\bar{\sigma}$ - данные настоящей работы. Кривые А и В - расчеты по оптической модели ядра. А - потенциал с поверхностным поглощением и учетом деформаций ядра [10], В - потенциал с поглощением, вынесенным за поверхность ядра [13].

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г.В.Мурадян. Phys.Lett.,14,123 (1965).
2. Н.В.Мурадян, Yu.G.Shchepkin, Yu.V.Adamchuk and M.G.Arutunov. Nucl.Phys.,A147, 205 (1970).
3. Г.В.Мурадян, Д.В.Адамчук, Д.Г.Щепкин. ИТЭ, I, 28 (1969).
4. В.Block and H.Feshbach. Ann.Phys.,23, 47 (1963).
5. Д.Г.Щепкин, Д.В.Адамчук, Г.В.Мурадян. Совещание по нейтронной физике. Киев, 1971.
6. Д.В.Адамчук, Г.В.Мурадян, Д.Г.Щепкин. Совещание по нейтронной физике. Киев, 1971.
7. Д.Г.Щепкин, Д.В.Адамчук, Л.С.Данелян, Г.В.Мурадян. Доклад на Международной конференции по ядерным данным. Париж, 1966, № СИ - 23/108.
8. Д.В.Адамчук, В.С.Зецкевич, С.С.Москалев, Г.В.Мурадян, Д.Г.Щепкин. ЯФ, 10, 18 (1969).
9. Н.В.Мурадян and Yu.V.Adamchuk. Nucl.Phys.,68, 549 (1965).
10. В.Buck and F.Perey. Phys.Rev.Lett.,8, 444 (1962).
11. А.Р.Jain.Nucl.Phys.,50, 157 (1964).
12. С.А.Engelbrecht and H.Fiedeldey. Ann.Phys.,42, 262 (1967).
13. Р.А.Moldauer. Nucl.Phys.,42, 65 (1963).
14. С.Shakin. Ann.Phys.,22, 373 (1963).
15. Н.А.Bethe. Phys.Rev.,50, 332 (1936).