

INDC(CCP)-169/G



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ  
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ  
АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР  
АКАДЕМИЯ НАУК СССР  
АКАДЕМИЯ НАУК УССР  
ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
АН УССР

1119

УОС I

# НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

Часть 1

МОСКВА — 1980



Государственный комитет по использованию атомной энергии СССР  
Академия наук СССР Академия наук УССР  
Институт ядерных исследований АН УССР

**НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА**

Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике,  
Киев, 15-19 сентября 1980 г.

**ЧАСТЬ I**

Москва - ЦНИИАтоминформ - 1980

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА. Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980 г. Ч. I.- М.: ЦНИИатоминформ, 1980.- 336 с.

В конференции по нейтронной физике участвовало свыше 250 чел., из них 50 зарубежных ученых. Советские и зарубежные научно-исследовательские организации представили на конференцию более 300 докладов. Доклады заслушивались на пленарных заседаниях и в секциях:

- секция I. Общие вопросы нейтронной физики;
- секция II. Экспериментальное изучение взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами;
- секция III. Экспериментальное изучение взаимодействия тепловых нейтронов с ядрами;
- секция IV. Сечения и другие характеристики процесса деления тяжелых ядер нейтронами;
- секция V. Потребности в ядерных данных и их оценка;
- секция VI. Экспериментальные методы нейтронной физики.

Более 230 докладов публикуются в четырех книгах. Часть докладов, поступивших на конференцию с опозданием, будет напечатана в первых выпусках сборника "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы" за 1981 г.

Доклады подготовлены к изданию Центром по ядерным данным Государственного комитета по использованию атомной энергии СССР.

Проведение очередной конференции предполагается в 1983 г.

Редакционная коллегия и ЦНИИатоминформ просят авторов при подготовке докладов руководствоваться правилами, помещенными в конце книги.

Главный редактор Л.Н. Усачев

Редакционная коллегия:

В.П. Вертебный (зам. главного редактора), Д.А. Кардашев,  
В.Н. Манохин

© Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИИатоминформ), 1980

## П л е н а р н о е   з а с е д а н и е

Председатели: М.В. Пасечник,  
И.М. Франк

Ученый секретарь А.И. Кальченко

### ОТКРЫТИЕ КОНФЕРЕНЦИИ

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА 80-х ГОДОВ

М.В. Пасечник

(Вступительное слово)

В планах экономического развития СССР на II пятилетку и на перспективу до конца 80-х годов важное значение придается опережающему развитию энергетики вообще и атомной энергетики в особенности. В начале 1980г. мощность АЭС в СССР достигла 13 млн.кВт, введены и строятся реакторы с новыми повышенными характеристиками. Это реакторы БН-600 на Белоярской АЭС, первый блок с реактором ВВЭР-1000 на Нововоронежской АЭС, строятся атомные реакторы РБМК-1500 и атомные станции теплоснабжения. Десятки крупных АЭС будут введены в нашей стране в предстоящие годы. Возрастают темпы сооружения АЭС в других странах социалистического содружества.

По данным МАГАТЭ к началу 1980г. 22 страны обладали АЭС или сооружали таковые; установленная мощность действующих АЭС составляла к этому времени 120 ГВт. Предполагается, что в ряде стран прирост энергетических мощностей к 2000-му году наполовину будет происходить за счет ввода в строй АЭС, по оптимистическим прогнозам мощности АЭС в мире составят 1200-1600 ГВт.

В осуществлении этих планов по-прежнему большая роль отводится нейтронной физике.

## Нейтрон, атомная энергетика и ядерная технология

Нейтрон является основным агентом в технологии получения атомной энергии и ядерного горючего в реакторах, основанных на реакции деления тяжелых ядер, и гибридных реакторах. Роль нейтрона в осуществлении цепной реакции деления была отмечена 40 лет тому назад в работах И.В.Курчатова, Я.Б.Зельдовича, Б.Харитона, Е.Бора, Э.Ферми, Ф.Жолио, Ф.Перрена и др.

Пуск в 1954г. первой в мире АЭС СССР (Д.И.Блохинцев, Н.А.Доллежал, А.К.Красин, В.А.Малых) ознаменовал рождение мирного атома, начало использования энергии реакции деления ядер под действием нейтронов в промышленных целях на благо человека.

I-я Международная конференция по мирному использованию атомной энергии (1955г.) подвела итог усилий ученых многих стран мира по научно-техническому обоснованию путей использования атомной энергии. Было продемонстрировано, что в этом обосновании особая роль принадлежит нейтронной физике.

За прошедшую с тех пор четверть века нейтронная физика достигла высокого уровня развития и оказала большое влияние на прогресс атомной техники. Приводим краткий перечень полученных нейтронных данных, важных для атомной техники и реакторной технологии:

а) получены основные нейтронные данные для ядер делящихся и конструкционных материалов и хладоагентов (сечения  $(n, f)$ ,  $(n, \gamma)$ ,  $(n, n)$ ,  $(n, n')$ ,  $(n, p)$ ,  $(n, \alpha)$ ,  $(n, 2n)$  и числа  $\gamma$ ,  $\alpha$  и  $\eta$ , угловые и энергетические распределения нейтронов, резонансные параметры ядер и др.), необходимые для нейтронно-физических расчетов реакторов и защиты, для расчетов ядерной безопасности реакторов;

б) измерены сечения активации ядер под действием нейтронов и характеристики распада изотопов, необходимые для оценки радиационной обстановки при работе с облученными материалами, для разработ-

ки средств контроля за накоплением новых изотопов, для расчетов остаточного тепловыделения в активной зоне;

в) детально изучены характеристики гамма-квантов (сечения образования, рассеяния и поглощения, энергетические и угловые распределения) для тех же целей;

г) получены данные о запаздывающих нейтронах (выходы, спектры, периоды полураспада запаздывающих нейтронов) для расчета кинетики реакторов. Той же цели послужили данные о фотоядерных реакциях с вылетом нейтронов;

д) получены выходы и начаты измерения сечений некоторых продуктов деления;

е) развиты методы расчетов и оценок нейтронных данных. И наконец, создана новая область технической физики - физика реакторов.

Говоря об основных достижениях нейтронной физики в области прикладных проблем, следует отметить классические работы ИАЭ им.И.В.Курчатова по развитию физики и техники реакторов на тепловых нейтронах (И.В.Курчатов, А.П.Александров и их коллективы), а также работы ФЭИ по созданию теории и физики быстрых реакторов (И.А.Бондаренко, О.Д.Казачковский, А.И.Лейпунский, Л.Н.Усачев), развитию теории нейтрон-ядерных взаимодействий, разработке методов и алгоритмов расчетов атомных реакторов и оценок ядерных сечений (Г.И.Марчук), большую работу Центра по ядерным данным.

Однако еще осталось сделать не меньше, чем уже сделано. К наиболее важным нашим задачам следует отнести прежде всего:

1. Повышение точности измерений нейтронных сечений ядер атомного горючего и конструкционных материалов, расширение программы измерений на новые материалы, а также изотопы - осколки деления. Существующие неопределенности в нейтронных данных приводят к за-

вышенным запасам по многим параметрам, т.е. к удорожанию реакторной части АЭС.

Как известно, измерения и оценки нейтронных характеристик дают большой экономический эффект в денежном выражении. По данным Л.Н.Усачева экономический эффект работ по определению нейтронных сечений в два-три раза превышает затраты на выполнение этих работ. Фаулер приводит примеры американских оценок: уменьшение неопределенности в коэффициенте размножения в конце жизни твэла на 1% привело бы к экономии на обогащении урана-235 в 2млн. долларов; ошибка в сечении захвата продуктов деления, таких, как  $^{135}\text{Xe}$ ,  $^{145}\text{Pr}$ ,  $^{148}\text{Pm}$ ,  $^{148}\text{Nd}$ , приводит к неопределенности в коэффициенте размножения 0,1%, что эквивалентно 200000 долларов.

2. Получение нейтронных данных для термоядерных и гибридных реакторов. Еще более важным является развитие физики таких реакторов, формулирование научно обоснованных требований к ядерным данным.

3. Заполнение пробелов в системе нейтронных данных для разработки электроядерных реакторов и электроядерных методов получения горючего. Особенно это относится к изучению взаимодействия нейтронов с энергией  $\sim 100$  МэВ и  $\sim 30$  МэВ, где мы пока что не располагаем необходимыми источниками нейтронов.

4. Дальнейшее развитие приложений нейтронной физики в "неядерных" областях:

а) физике твердого тела - развитие методов использования дифракции и неупругого рассеяния нейтронов в комплексе с другими ядерно-физическими методами (эффектом теней, эффектом Мессбауэра, барьерной спектроскопией электронов и др.);

б) химии, геологии - новые методы элементного анализа;

в) астрофизике - получение данных, необходимых для расчета свойств и процессов в нейтронных звездах, синтез элементов в звездах и др.;

г) биологии и медицине – разработка нейтронных методов селекции и изучение биологических структур, нейтронной терапии и диагностики, а также решение экологических проблем.

#### Нейтрон и структура ядра и механизмы ядерных реакций

Получение приведенных выше результатов благоприятствовало развитию теории ядра и ядерных превращений, которое обеспечило создание в нашей стране необходимого научного климата. На его формирование оказали воздействие идеи Н.Бора о составном ядре, а также ставшие классическими работы по термодинамике ядерного вещества (Л.Д.Ландау), теория взаимодействия нейтронов с ядрами и конденсированными состояниями вещества (И.И.Померанчук), теория сверхтекучести ядерной материи (Н.Н.Боголюбов), теория конечных Ферми-систем (А.Б.Мигдал).

В основе работ по теории реакций, вызываемых нейтронами, лежат работы Хаузера-Фешбаха, в которых дана математическая формулировка теории составного ядра. В последние годы большое развитие получили работы по статистической теории и обобщенной оптической модели ядра и их гибридных вариантов. Произошла консолидация различных вариантов статистической теории путем учета флуктуаций ширины уровней, корреляций различных каналов, оболочечных эффектов, сверхтекучести ядерной материи. Мощным средством проверки этих теорий стали исследования взаимодействия нейтронов с ядрами.

В изучении механизмов деления ядер существенную роль сыграла теория оболочечной структуры ядер и метод оболочечных поправок В.М.Струтинского. Экспериментально подтверждено представление о двугорбом барьере деления, а также об изомерии формы.

Экспериментально обнаружена периодичность в плотностях уровней изотопов по числам  $A$ ,  $N$ ,  $Z$ , коррелирующая с замкнутыми оболочками, обнаружены новые оболочки в нуклидах редкоземельных элементов с числом нейтронов  $\sim 100$ . Изучены реакции с выле-

том  $\alpha$ -частиц под действием резонансных нейтронов.

На основе представления о фрагментации одночастичных и многочастичных резонансов предложен принципиально новый метод расчѐта плотности уровней и нейтронных силовых функций (В.Г.Соловьев).

Развитие наносекундной нейтронной спектроскопии на импульсных источниках позволило в качестве зонда использовать быстрый нейтрон, что дало возможность получить существенно новые результаты. Для широкого круга ядер установлено влияние статической и динамической деформаций ядер на взаимодействие нейтронов с ядрами. Установлена изоспиновая зависимость параметров деформации, а также различие параметров в неупругом рассеянии нейтронов и заряженных частиц ( $e, p, \alpha$ ). Количественную форму приобрела концепция многоступенчатых процессов на примере сравнения данных для ротационных и вибрационных ядер. Флуктуации парциальных сечений обнаружены на ядрах в области  $A=50+70$ . Экспериментально установлена изоспиновая зависимость оптического ядерного потенциала, получены эмпирические формулы, связывающие его параметры.

Развиты теории входных и предравновесных состояний. Экспериментально найдено соотношение сечений разных процессов при повышении энергий нейтронов.

Начаты исследования квазиупругого рассеяния нуклонов, направленные на изучение свойств нейтронной компоненты ядерного вещества.

Существенный шаг сделан в повышении уровня автоматизации измерений и машинной обработки результатов нейтронных экспериментов, а также разработке и освоении новых источников нейтронов и электронных средств для проведения этих экспериментов. В ДИЯФ на выведенном пучке синхротрона на 1 ГэВ запущен широкоапертурный нейтронный спектрометр. Разработан нейтронный спектрометр на выве-

денном пучке У-240 в ИЯИ АН УССР. Успешно ведутся работы на спектрометрах "Факел" и ГНЕИС, реакторах ВВР-М, электростатических генераторах и других установках. В ОИЯИ - ядерном центре СЭВ - вводится в строй ИБР-2, на котором будут работать ученые многих стран. Большую надежду мы возлагаем на сооружаемый в АН СССР высокопоточный реактор "Пик".

### Нейтрон и фундаментальные проблемы физики

Как известно, открытие нейтронов (1932), оказалось важнейшим этапом в развитии ядерной физики как науки (некоторые ученые открытие нейтрона считают началом ядерной физики). За открытием нейтрона последовали разработка обменной теории ядерных систем И.Е.Таммом, Д.Д.Иваненко (1934) и оболочечной модели ядра, теории  $\beta$ -распада Ферми, предсказание мезонов (Юкава) и развитие мезонной теории ядерных сил, развитие представления о компаунд-ядре Н.Бором.

Увлечение физикой высоких энергий и прикладными аспектами нейтронной физики на десяток лет оставило в тени нейтрон как объект исследований, но в последние годы интерес к нему снова возрос. На киевских конференциях по нейтронной физике были представлены интересные данные о свойствах УН. Теперь этой проблемой увлеклись многие ученые.

На 4-й конференции по нейтронной физике (1977г.) Ю.Г.Абов доложил об открытии несохранения пространственной четности в реакциях захвата поляризованных медленных нейтронов ядрами  $^{113}\text{Cd}$ . В результате длительных экспериментов была установлена асимметрия излучения  $\gamma$ -квантов с энергией 9,04 МэВ перехода из захватного состояния в основное. Асимметрия в этой реакции оказалась равной  $a = (-4,1 \pm 0,8) \cdot 10^{-4}$ , что на 2-3 порядка больше коэффициента смешивания  $\alpha \equiv \langle j | V_{h,z} | i \rangle / \mathcal{D} \leq 10^{-7}$ .

За последние годы в исследование этого интересного явления включились другие группы ИТЭФ и ЛИЯФ. Объектами исследования стали легкие ( $A=I-I0$ ) и тяжелые ядра ( $A=93-94$ ).

На настоящую конференцию представлен ряд предложений, направленных на поиск этих эффектов в других ядерных процессах, в дополнение к уже высказанным в печати предложениям.

Значение этих экспериментов состоит в том, что универсальность слабого взаимодействия теперь доказана экспериментально, а также и в том, что они стимулировали поисковые работы по другим фундаментальным проблемам.

Успешно ведутся работы по поиску электрического дипольного момента нейтрона. В ЛИЯФ для этого применены УХН. Определен верхний предел ЭДМ, по-видимому, это самый точный результат по оценке верхнего предела ЭДМ нейтрона ( $1,6 \cdot 10^{-24} \text{ e} \cdot \text{см}$ ).

Задачей большой важности, фундаментальной проблемой ядерной физики, решение которой требует более активного участия специалистов в области нейтронной физики, является изыскание путей получения сверхплотных, сверхтяжелых и нейтронных ядер.

К фундаментальным вопросам физики относится поиск путей воздействия "неядерных" факторов на ядерные процессы (например, сильной электромагнитной волны квантового генератора).

Из всего сказанного следует:

1. Нейтронная физика есть и будет научной основой ядерной технологии и ядерной энергетики, широкого применения атомной энергии, изотопов и ядерных излучений в промышленности, сельском хозяйстве, здравоохранении и научных исследованиях.

2. Задачей нейтронной физики на следующую, II пятилетку и перспективу до 2000 года является глубокое изучение фундаментальных свойств материи, пространственных и временных соотношений в

микромире и субмикромире, развитие единой теории ядерных сил; участие в создании новых ядер на основе изучения взаимодействия нейтронов с ядрами и веществом; обеспечение атомной технологии и энергетики прецизионными данными.

В заключение позвольте выразить уверенность в том, что 80-е годы будут такими же плодотворными в нейтронной физике, как и прошедшая четверть века, и что наши киевские конференции будут играть в этом положительную роль.

ЭФФЕКТЫ НЕССОХРАНЕНИЯ ЧЕТНОСТИ В РЕАКЦИЯХ ЗАХВАТА  
МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ

Г. В. Данилян

(ИТЭФ)

Обсуждаются результаты экспериментального исследования P-нечетной асимметрии в реакциях  $(\bar{n}, \gamma)$ ,  $(\bar{n}, \alpha)$  и  $(\bar{n}, f)$ . Величины коэффициентов асимметрии в реакциях  $^{113}\text{Cd}(\bar{n}, \gamma)$ ,  $^{114}\text{Cd}(\bar{n}, \gamma)$ ,  $^{117}\text{Sn}(\bar{n}, \gamma)$ ,  $^{118}\text{Sn}(\bar{n}, f)$ ,  $^{235}\text{U}(\bar{n}, f)$  и  $^{239}\text{Pu}(\bar{n}, f)$  свидетельствуют о значительной примеси состояний противоположной четности к компаунд-состояниям ядер с  $A \approx 100$ .

Data on P-odd asymmetry in  $(\bar{n}, \gamma)$ ,  $(\bar{n}, \alpha)$  and  $(\bar{n}, f)$  reactions are reviewed. Values of asymmetry coefficients in  $^{113}\text{Cd}(\bar{n}, \gamma)$ ,  $^{114}\text{Cd}(\bar{n}, \gamma)$ ,  $^{117}\text{Sn}(\bar{n}, \gamma)$ ,  $^{118}\text{Sn}(\bar{n}, f)$ ,  $^{235}\text{U}(\bar{n}, f)$  and  $^{239}\text{Pu}(\bar{n}, f)$  reactions indicate the relatively large parity mixing of compound states for nuclei with  $A \approx 100$ .

В стандартной калибровочной теории электрослабого взаимодействия эффективный гамильтониан слабого взаимодействия имеет вид

$$H_{\text{эфф}} = \frac{G}{\sqrt{2}} (J_2^{(+)} J_2^{(-)} + J_2^{(0)} J_2^{(0)}), \quad (I)$$

где  $G$  - константа слабого взаимодействия;  $J_2^{(+)}$ ,  $J_2^{(-)}$  - слабые заряженные токи;  $J_2^{(0)}$  - слабый нейтральный ток.

Как заряженные, так и нейтральные токи включают в себя токи кварков и лептонов. Поэтому в гамильтониане (I) возникают диагональные члены, воспроизводящие слабое взаимодействие между нуклонами и, в частности, между нуклонами.

Относительная величина слабого межнуклонного потенциала в ядре может быть порядка

$$\mathcal{F} \approx G/\hbar c \bar{r}^2 \approx 10^{-7}, \quad (2)$$

где  $\bar{r}$  - среднее расстояние между нуклонами в ядре.

Ввиду малости  $\mathcal{F}$  единственным, допускающим экспериментальную проверку, следствием существования слабого межнуклонного потенциала, является смешивание ядерных состояний противоположной четности. Величина примеси, очевидно, определяется пере-

критием соответствующих радиальных волновых функций и в общем случае должна зависеть от плотности уровней ядра.

Действительно, представим ядерный гамильтониан в виде

$$H = H_0 + V_{н.з.}, \quad (3)$$

где  $H_0$  - часть, сохраняющая четность;  $V_{н.з.}$  - часть, не сохраняющая четность.

В первом порядке теории возмущений волновую функцию ядра в состоянии  $i$  можно записать в виде

$$\Psi_i = \Psi_{i0}^{\pi} + \sum_{j \neq i} \frac{\langle j | V_{н.з.} | i \rangle}{E_j - E_i} \Psi_{j0}^{-\pi}, \quad (4)$$

где  $\Psi_{i0}^{\pi}$  и  $\Psi_{j0}^{-\pi}$  - собственные функции невозмущенного гамильтониана  $H_0$ . Матричные элементы  $\langle j | V_{н.з.} | i \rangle$  отличны от нуля только для переходов между состояниями противоположной четности. Сценки, выполненные Р.Блин-Стойлом [1] и И.С. Шапиро [2], показали, что среднее значение этого матричного элемента порядка

$$\langle j | V_{н.з.} | i \rangle \approx \sqrt{\Delta E \cdot \mathcal{D}} \cdot \mathcal{F}, \quad (5)$$

где  $\Delta E$  - интервал энергий возбуждения, в котором расположены уровни одного типа, хорошо смешиваемые слабым взаимодействием;

$\mathcal{D}$  - среднее расстояние между уровнями ядра.

Предполагая, что в сумму в формуле (4) основной вклад вносит ближайший к  $i$ -му уровню  $j$ -й уровень противоположной четности, получим коэффициент смешивания

$$\alpha \equiv \frac{\langle j | V_{н.з.} | i \rangle}{\mathcal{D}} \leq \mathcal{F} \sqrt{\frac{\Delta E}{\mathcal{D}}}. \quad (6)$$

Можно полагать, что коэффициент смешивания для основных состояний ядер будет порядка  $\mathcal{F}$ . Среднее расстояние между уровнями вблизи основного состояния порядка  $0,1 + 1$  МэВ. Следовательно, параметр  $\Delta E \approx 0,1 + 1$  МэВ. Однако с ростом энергии возбуждения ядра среднее расстояние между уровнями экспоненциально уменьшается и, следовательно, соответственно возрастает коэффициент смешивания. Так, при энергиях возбуждения порядка 10 МэВ для средних и тяжелых ядер усиление коэффициента смешивания может достигать  $10^2 + 10^3$ .

Эти качественные соображения стимулировали поиск Р-нечетных эффектов в процессах, сопровождающих захват ядрами нейтронов, и в первую очередь в  $(n, \gamma)$ -реакции. Одним из таких эффектов в реакции  $(n, \gamma)$  на поляризованных тепловых нейтронах должна быть асимметрия излучения  $\gamma$ -квантов относительно направления поляризации компаунд-ядра. Угловая корреляция

$$W(\theta) \sim 1 + a \vec{\sigma} \cdot \vec{p} \rightarrow 1 + a \cdot \cos \theta \quad (7)$$

возникает вследствие интерференции регулярного и примесного перехода из захватного состояния смешанной четности в низколежащее состояние.

Коэффициент асимметрии  $a$  пропорционален  $\alpha$  и содержит множители, зависящие от квантовых характеристик начального и конечного состояний, мультипольности излучения и степени поляризации ядра.

Другим Р-нечетным эффектом является циркулярная поляризация  $\gamma$ -квантов, сопровождающих захват ядрами неполяризованных нейтронов. Степень циркулярной поляризации так же пропорциональна

коэффициенту смешивания состояний противоположной четности, однако в отличие от коэффициента асимметрии, её абсолютная величина не зависит от спинов и четностей начального и конечного состояний. Важно также отметить еще одно отличие. Асимметрия излучения может возникать от интерференции регулярного и примесного переходов как одинакового порядка (например,  $M1$  и  $E1$ ), так и порядков, отличающихся на единицу (например,  $E1$  и  $E2$ ). Циркулярная поляризация возникает лишь от интерференции мультиполей одного порядка.

### P-нечетные эффекты в ( $n, \gamma^*$ ) - реакции

Асимметрия излучения  $\gamma$ -квантов с энергией 9,04 МэВ перехода из захватного состояния в основное в реакции  $^{113}\text{Cd}(n, \gamma_0)^{114}\text{Cd}$  была обнаружена впервые группой Д.Т.Абова [3] (ИТЭФ).

Регулярный переход является магнитным дипольным переходом ( $1^+ \rightarrow 0^+$ ) тогда как примесным является электрический дипольный переход ( $1^- \rightarrow 0^+$ ). Поскольку в среднем электрические дипольные переходы более вероятны, чем магнитные, не исключено, что наблюдаемый эффект дополнительно усилен по сравнению с коэффициентом смешивания. Асимметрия в этой реакции оказалась равной

$$a = (-4,1 \pm 0,8) \cdot 10^{-4}.$$

Группа Р.Вильсона [4] (ИЛЦ) обнаружила циркулярную поляризацию

$\gamma$ -квантов в этой же реакции на неполяризованных нейтронах.

Степень циркулярной поляризации регистрируемых  $\gamma$ -квантов с

$E_\gamma \geq 8$  МэВ оказалась равной

$$\rho_\gamma = (-6 \pm 1,5) \cdot 10^{-4}.$$

Отметим, что в измеряемый эффект давали вклад и  $\gamma$ -кванты перехода на первый возбужденный уровень с энергией 0,5 МэВ. Циркулярная поляризация этих  $\gamma$ -квантов может быть и противоположного знака, поскольку знак эффекта определяется не только относительной фазой волновых функций смешиваемых компаунд-состояний и их взаимным расположением (знак знаменателя в формуле (4)), но также и относительной фазой интерферирующих мультиполей. Последняя, конечно, зависит от структуры конечного состояния.

Другой группой ИГЭФ исследовалась асимметрия излучения  $\gamma$ -квантов с энергией 9,31 МэВ перехода из захватного в основное состояние в реакции  ${}^{117}\text{Sn}(\bar{n}, \gamma_0){}^{118}\text{Sn}$ . Коэффициент асимметрии оказался равным [5]

$$a = (8,1 \pm 1,3) \cdot 10^{-4}.$$

Этот эксперимент был повторно поставлен группой Вильсона [6] в ИЛЛ. Коэффициент асимметрии, полученный этой группой, равен

$$a = (4,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-4},$$

причины расхождения результатов не ясны. В обзорном докладе Вильсона [7] сообщалось также об исследованиях асимметрии в реакции  ${}^{35}\text{Ce}(\bar{n}, \gamma_0){}^{36}\text{Ce}$ , выполненных его группой ( $a = (1,2 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$ ). Однако публикации работы не последовало, и не исключено, что этот результат ошибочен.

#### Р-нечетные эффекты в реакции $(n, \alpha)$

В работе Г.А.Лобова и автора [8] обращалось внимание на возможность исследования Р-нечетной асимметрии испускания  $\alpha$ -частиц в реакциях  ${}^6\text{Li}(\bar{n}, \alpha){}^3\text{H}$  и  ${}^{10}\text{B}(\bar{n}, \alpha){}^7\text{Li}$ .

Плотность уровней компаунд-ядер  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^{11}\text{B}$  невысока, поэтому ожидать больших эффектов в указанных реакциях нельзя. Тем не менее экспериментальное исследование P-нечетных эффектов в реакциях захвата нейтронов легкими ядрами представляет самостоятельный интерес, поскольку такие ядра, вероятно, допускают детальный теоретический анализ.

Экспериментальное исследование P-нечетной асимметрии в реакциях  ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$  и  ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$  было проведено группой В.М. Дობашова [9]. Пока получены лишь ограничения на величины коэффициентов асимметрии:

$$\left. \begin{aligned} \alpha ({}^{11}\text{B}) &< 0,5 \cdot 10^{-5}; \\ \alpha ({}^7\text{Li}) &< 1,0 \cdot 10^{-5}. \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{на уровне 90\%} \\ \text{достоверности.} \end{array}$$

#### P-нечетные эффекты в делении

Асимметрия испускания осколков при делении ядер  ${}^{233}\text{U}$ ,  ${}^{235}\text{U}$  и  ${}^{239}\text{Pu}$  поляризованными тепловыми нейтронами была обнаружена в ИТЭФ [10 - 13]. Коэффициенты асимметрии испускания легких осколков оказались равными:

$$\alpha ({}^{234}\text{U}) = (2,8 \pm 0,3) \cdot 10^{-4};$$

$$\alpha ({}^{236}\text{U}) = (1,7 \pm 0,4) \cdot 10^{-4};$$

$$\alpha ({}^{240}\text{Pu}) = (-4,8 \pm 0,8) \cdot 10^{-4},$$

положительный знак коэффициента асимметрии означает, что легкие осколки преимущественно испускаются в направлении поляризации пучка нейтронов.

Как известно, нейтроны деления преимущественно испускаются в направлении вылета легкого осколка. Следовательно, угловое распределение нейтронов при делении ядер поляризованными тепловыми нейтронами также должно быть асимметричным относительно направления поляризации пучка нейтронов. Исследования асимметрии испускания нейтронов при делении ядер  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  поляризованными тепловыми нейтронами были выполнены в ИТЭФ В.Н. Андреевым и сотрудниками [14-16].

Коэффициенты асимметрии для нейтронов деления оказались равными:

$$a_n (^{234}\text{U}) = (4,0 \pm 0,6) \cdot 10^{-5};$$

$$a_n (^{236}\text{U}) = (0,7 \pm 0,4) \cdot 10^{-5};$$

$$a_n (^{240}\text{Pu}) = (-6,7 \pm 0,7) \cdot 10^{-5}.$$

Для количественного сравнения полученных результатов с коэффициентами асимметрии испускания осколков авторы исследовали угловые распределения нейтронов относительно направления вылета легких и тяжелых осколков для каждого из делящихся ядер. Эти данные позволяют пересчитать коэффициенты асимметрии испускания нейтронов на коэффициенты асимметрии испускания осколков. Пересчитанные значения соответственно равны:

$$a^* (^{234}\text{U}) = (3,7 \pm 0,6) \cdot 10^{-4};$$

$$a^* (^{236}\text{U}) = (0,5 \pm 0,3) \cdot 10^{-4};$$

$$a^* (^{240}\text{Pu}) = (-7,8 \pm 0,8) \cdot 10^{-4}.$$

Г.А. Петров с сотрудниками [17] (ЛИЯФ) исследовали зависимость коэффициента асимметрии осколков от массы осколка при

делении ядер  $^{233}\text{U}$  поляризованными тепловыми нейтронами. Статистическая точность результатов пока не достаточна, чтобы сделать определенные выводы о зависимости эффекта от массы, однако усредненное значение коэффициента асимметрии оказалось равным

$$a(^{234}\text{U}) = (4,8 \pm 0,4) \cdot 10^{-4}$$

Группа В.М.Лобашова [9] (ЛИЯФ и ИЯФ) исследовала коэффициент асимметрии испускания легких осколков при делении ядер  $^{235}\text{U}$  поляризованными тепловыми нейтронами. Методика эксперимента отличалась от методики, использованной в работах [10,11], тем, что вместо счета отдельных импульсов от осколков регистрировался средний ток в детекторе. Чувствительный объем пропорционального газового счётчика был удален от мишени на некоторое расстояние. Давление газа в камере подбиралось так, что чувствительного объема достигали лишь легкие осколки. Коэффициент асимметрии оказался равным

$$a(^{236}\text{U}) = (0,84 \pm 0,06) \cdot 10^{-4}$$

В связи с некоторыми расхождениями результатов наша группа повторила измерения коэффициентов асимметрии для  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  с несколько лучшим энергетическим разрешением осколков. Результаты этих измерений приведены в таблице. Имевшиеся расхождения данных, полученных разными группами, отчасти сохранились. Не исключено, что различные методики по-разному чувствительны ко всей совокупности параметров, характеризующих обнаруженное явление.

Р-нечетные эффекты в процессах, сопровождающих захват ядрами тепловых нейтронов

Ядро-мишень	Реакция	Измеряемая величина	Результат $\times 10^4$	Институт	Год
${}^6\text{Li}$	(n, $\alpha$ )	асимметрия $\alpha$ -частиц	$< 0,05$ (90%)	ЛИЯФ, ИЯФ	1979
${}^{10}\text{B}$	(n, $\alpha$ )	То же	$< 0,1$ (90%)	" "	"
${}^{113}\text{Cd}$	(n, $\gamma$ )	асимметрия $\gamma$ -квантов	$-4,1 \pm 0,8$	ИТЭФ <sub>1</sub>	1964+
	(n, $\gamma$ )	циркулярная поляризация	$-6,0 \pm 1,5$	ИЛЛ	1972
${}^{117}\text{Sn}$	(n, $\gamma$ )	асимметрия $\gamma$ -квантов	$8,1 \pm 1,3$	ИТЭФ <sub>2</sub>	1973
	"	То же	$4,4 \pm 0,6$	ИЛЛ	1977
${}^{233}\text{U}$	(n, f)	асимметрия осколков	$2,8 \pm 0,3$	ИТЭФ <sub>2</sub>	1978
	"	То же	$4,8 \pm 0,4$	ЛИЯФ	1979
"	"	асимметрия нейтронов	$3,7 \pm 0,6^*$	ИТЭФ <sub>3</sub>	1980
"	"	асимметрия осколков	$3,5 \pm 0,3$	ИТЭФ <sub>2</sub>	1980
${}^{235}\text{U}$	(n, f)	асимметрия осколков	$1,7 \pm 0,4$	ИТЭФ <sub>2</sub>	1977-
	"	асимметрия нейтронов	$0,5 \pm 0,3^*$	ИТЭФ <sub>3</sub>	1978
"	"	асимметрия осколков	$0,84 \pm 0,06$	ЛИЯФ, ИЯФ	1979
"	"	То же	$1,5 \pm 0,3$	ИТЭФ <sub>2</sub>	1980
${}^{239}\text{Pu}$	(n, f)	асимметрия осколков	$-4,8 \pm 0,8$	ИТЭФ <sub>2</sub>	1978
	"	асимметрия нейтронов	$-7,8 \pm 0,8^x$	ИТЭФ <sub>3</sub>	"
	"	асимметрия осколков	$-7,0 \pm 0,4$	ИТЭФ <sub>2</sub>	1980

\* Приведен результат пересчета к коэффициенту асимметрии испускания осколков

## Обсуждение результатов

Отсутствие Р-нечетных эффектов на уровне  $0,5 \cdot 10^{-5}$  в реакциях ( $n, \alpha$ ) на легких ядрах, по-видимому, не удивительно. Необходимо дальнейшее повышение точности измерений. Что же касается ядер с  $A > 100$ , видно, что соответствующие компаунд-состояния действительно содержат значительную примесь состояний противоположной четности. Можно ли на основании этих данных сделать определенные выводы о механизмах усиления, и, следовательно, получить информацию о слабом межнуклонном потенциале? К сожалению, нельзя. И только потому, что мы пока располагаем слишком скудной информацией. Исследованные Р-нечетные эффекты в ( $n, \gamma$ )-реакции определяются двумя факторами: коэффициентом смешивания состояний противоположной четности и отношением матричных элементов примесного и регулярного переходов. Если справедлива простейшая модель смешивания состояний противоположной четности, в которой усиление обусловлено высокой плотностью уровней, то оба фактора должны быть сильно флуктуирующими. Следовательно, необходимо усреднение результатов по большому числу ядер, либо по большому числу уровней одного ядра. Последнее, конечно, предпочтительнее. Но такие эксперименты чрезвычайно трудны и, по-видимому, в настоящее время не реальны.

Исследования же на тепловых нейтронах страдают одним существенным недостатком: в сечение реакции, как правило, вносят вклад несколько резонансов, имеющих разные значения моментов  $I_c = I_i \pm \frac{1}{2}$ . Всё это дополнительно усложняет

и без того сложную картину, поскольку кроме эффектов, обусловленных конкурирующими спиновыми состояниями, возможен и эффект интерференции этих состояний.

В случае реакции  $^{112}S_n(n, \gamma)^{113}S_n$  конкурирующие спиновые состояния  $0^+$  не дают вклада в наблюдаемый эффект. Однако сечение  $(n, \gamma_0)$  - реакции определяется в основном отрицательными резонансами, о которых у нас нет никакой информации. Что касается эффектов Р-нечетной асимметрии в делении ядер, то приведенные в таблице величины более неопределенны, чем аналогичные величины для  $(n, \gamma)$  - реакции. Во-первых, соображения о неопределенности компаунд-состояний в  $(n, \gamma)$  - реакциях целиком относятся и к делящимся компаунд-ядрам, и поэтому указанные в таблице коэффициенты асимметрии не приведены к 100% поляризации ядер. Это не малые поправки. Так, если предположить, что спиновые состояния  $3^-$  и  $4^-$  в  $^{236}\text{U}$  не интерферируют между собой, то коэффициент асимметрии для  $^{236}\text{U}$  возрастает до  $4 \cdot 10^{-4}$ . Во-вторых, не известны вклады отдельных делительных каналов в сечение реакции на тепловых нейтронах, а эффект, казалось бы, должен быть пропорционален  $K$ . Так, например, очевидно, что канал с  $K=0$  не может давать вклада в Р-нечетную асимметрию, и такие акты деления являются "фоном" и должны быть учтены. Это может привести к увеличению коэффициента асимметрии для  $^{240}\text{Pu}$  вдвое.

Подведем некоторые итоги.

I. Экспериментально показано, что компаунд-состояния, образующиеся в реакциях захвата тепловых нейтронов средними и

тяжелыми ядрами, содержат примесь состояний противоположной четности порядка  $10^{-4} + 10^{-3}$ .

2. Обнаруженное в экспериментах явление асимметричного испускания осколков относительно направления ориентации спинов ядер может быть объяснено, если предположить, что промежуточные состояния (каналы деления) характеризуются асимметричной (грушевидной) деформацией ядра.

3. Для теоретического анализа Р-нечетных эффектов в реакциях захвата нейтронов необходимы экспериментальные данные для изолированных резонансов. В случае деления необходимы также данные о вкладках отдельных каналов деления для исследуемых резонансов.

4. Детальное исследование асимметрии испускания осколков может дать ценную информацию о механизме деления, которую невозможно получить из других экспериментов. В частности, большой интерес представляет вопрос о возможности барьерного усиления Р-нечетной асимметрии. Такую информацию можно получить при исследовании асимметрии испускания осколков поляризованными спонтанноделяющимися ядрами [18] или при подбарьерном делении некоторых ядер поляризованными резонансными нейтронами [19]. Представляется так же интересным исследование асимметрии испускания осколков при делении из метастабильного состояния (изомер формы).

#### Список литературы

1. Блин-Стойл Р.-В кн.: *Фундаментальные взаимодействия и ядро*. М., Мир, 1976, с. 159-204.
2. Шапиро И.С.-УФН, 1968, т.95, с.647.
3. Абов Ю.Г., Ермаков О.Н., Крупчицкий П.А.-ЖЭТФ, 1973, т.65, с.1738.
4. *Alberti J.L., Wilson R.W. - Phys. Rev. Lett., 1972, v.29, p.518.*

5. Данилян Г.В. , Новицкий В.В., Павлов В.С., Боровлев С.П.,  
Воденников Б.Д., Дроняев В.П. - Письма ЖЭТФ, 1976, т.24,  
с. 380.
6. *Beikoula H.I, Cavaignac J.F, Charvet J.L, Koang D.H,  
Vignon B, Wilson R. - Phys. Rev. Lett, 1977, v71B, p.287.*
7. *Beikoula H, Cavaignac J.F, Koang D.H, Vignon B,  
Wilson R. - In: Neutron Capture Gamma-Ray  
Spectroscopy, Plenum Press, N.Y., 1979, p.371.*
8. Лобов Г.А., Данилян Г.В.-Известия АН СССР, серия физич.  
1977, т.41, с.1548.
9. Боровикова Н.В., Весна В.А., Егоров А.И., Князьков В.А.,  
Коломенский А. , Лобашов В.М., Пирожков А.Н., Попеко Л.А.,  
Смотрицкий Л.М., Титов, Шаблий А.И. - Письма ЖЭТФ, 1979,  
т. 8, с.527.
10. Данилян Г.В., Дроняев В.П., Воденников Б.Д., Новицкий В.В.,  
Павлов В.С., Боровлев С.П. - Препринт ИТЭФ-4, 1977.
11. Данилян Г.В., Воденников Б.Д., Дроняев В.П., Новицкий В.В.,  
Павлов В.С., Боровлев С.П. - Письма ЖЭТФ, 1977, т.26, с.197.
12. Данилян Г.В., Воденников Б.Д., Дроняев В.П., Новицкий В.В.,  
Павлов В.С., Боровлев С.П.-ЯФ, 1978, т.27, с.42.
13. Воденников Б.Д., Данилян Г.В., Дроняев В.П., Новицкий В.В.,  
Павлов В.С., Боровлев С.П. - Письма ЖЭТФ, 1978, т.27, с.68.
14. Андреев В.Н., Данилов М.М., Ермаков О.Н., Недопекин В.Г.,  
Рогов В.И. - Письма ЖЭТФ, 1978, т. 28, с.53.
15. Андреев В.Н., Данилов М.М., Ермаков О.Н., Недопекин В.Г.,  
Рогов В.И. - ЯФ, 1979, т. 30, с.306.

16. Андреев В.Н., Данилов М.М., Катаринцов Ю.Д., Надопекин В.Г., Рогов В.И. - Письма ЖЭТФ, 1980, т. 31, с.311.
17. Петухов А.К., Петров Г.А., Степанов С.И., Николаев Д.В., Звездкина Т.К., Петрова В.И., Тихавин В.А. - Письма ЖЭТФ, 1979, т. 30, с.527.
18. Владимирский В.В., Андреев В.Н. - ЖЭТФ, 1961, т. 41, с.663.
19. *Budnik A.P., Rabotnov N.S. - Phys. Lett., 1973 v.46B, p.155.*

## ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ НЕЙТРОНОВ С ВЕЩЕСТВОМ В ПОЛЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Д.Ф. Зарезкий, В.В. Ломоносов

(ИАЭ им. И.В. Курчатова)

Рассматривается взаимодействие нейтронов с молекулами, атомами и ядрами в поле когерентного электромагнитного излучения. Подробно обсуждаются два эффекта:

- "ускорение" тепловых нейтронов в процессе их прохождения через газобразную среду, состоящую из резонансно возбужденных внешним электромагнитным полем молекул;

- индуцированный захват тепловых и резонансных нейтронов ядрами в поле лазерного излучения с образованием уровней составного ядра.

Кратко обсуждаются также и другие эффекты, связанные с прохождением нейтронов через среду, возбужденную лазерным излучением. Рассматриваются различные возможности экспериментального обнаружения указанных эффектов.

The interactions of neutrons with the molecules, atoms and nuclei in the presence of the strong electromagnetic wave are considered. There are two effects which are discussed in detail:

- the acceleration of thermal neutrons passed through the excited by the resonance laser wave molecular gas;

- the induced by the laser field the slow neutron capture accompanied by the compound nucleus level excitation.

Свободный нейтрон слабо взаимодействует с электромагнитным полем. В частности, упругое рассеяние нейтрона возможно при взаимодействии его со стоячей электромагнитной волной за счет магнитного взаимодействия:

$$V_{\mu} = -\vec{\mu}_n \vec{H}, \quad (1)$$

где  $\vec{\mu}_n = g \vec{S}_n$  - магнитный момент нейтрона, а  $g \vec{S}_n$  - его спин;  $\vec{H} = \vec{H}_0 \cos \vec{k} \cdot \vec{r} \cos \omega t$  - напряженность магнитной составляющей стоячей монохроматической электромагнитной волны с волновым вектором  $\vec{k}$  и частотой  $\omega$ .

Упругое рассеяние нейтрона во втором порядке теории возмущений аналогично эффекту Капицы-Дирана для заряженных частиц и очень мало, т.к. величина  $\frac{V_m}{\hbar\omega}$  даже при предельно больших напряженностях  $H_0 \sim 10^6$  г. не превышает  $10^{-6}$ .

Еще слабее, чем (I) швингеровское взаимодействие нейтрона с электрическим полем волны ( для нерелятивистских нейтронов),

$$V_2 = \frac{\vec{\mu}_n \hbar}{mc} [\vec{E} \vec{p}], \quad (2)$$

$\vec{E}$  - напряженность электрического компонента волны;

$\vec{p}$  - импульс нейтрона ;

$c$  - скорость света.

Как было отмечено в [1], ситуация меняется в том случае, когда нейтроны проходят через прозрачный диэлектрик в присутствии внешнего электромагнитного поля. Ядра могут совершать вынужденные колебания под действием светового поля. В результате нейтроны, рассеявшись на ядрах диэлектрика, могут отдать или получить энергию, равную энергии кванта поля  $\hbar\omega$ . Однако вероятность такого процесса оказывается очень малой для таких напряженностей полей, когда в диэлектрике еще не возникает пробоя ( $E \approx 10^5 - 10^6$  В/см). При больших напряженностях поля вещество превращается в плазму. Упругое и неупругое рассеяние нейтронов на ядрах многозарядных ионов в лазерной плазме было рассмотрено в [2]. Было показано, что в достаточно сильных полях ( $\sim 10^9$  В/см  $\hbar\omega \sim 1$  эВ и  $\sim 5 \cdot 10^7$  В/см  $\hbar\omega \sim 0,1$  эВ) вероятность неупругого рассеяния нейтронов сравнивается с вероятностью упругого. Было показано также, что уровни составного ядра приобретают эквидистантные сателлиты, расстояние между которыми равно  $\hbar\omega$ .

Когерентная электромагнитная волна в случае, когда ее частота близка к частоте атомного (молекулярного) перехода (резонансная волна), может вызвать когерентные возбуждения атомных электронов колебания Раби. Упругое и неупругое рассеяния нейтронов на внутриатомных магнитных полях, которые генерируются в процессе возбуждения колебаний Раби, были рассмотрены в [3]. Были вычислены сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов на атомах в случае электричес-

ких и магнитных дипольных переходов, произведена также оценка величины поляризации нейтронов в зависимости от их энергии. Однако наиболее перспективными, как нам кажется, являются два эффекта:

- "ускорение" нейтронов в процессе прохождения ими молекулярного газа, резонансно возбужденного внешней электромагнитной волной;

- индуцированный захват нейтронов ядрами с возбуждением уровней составного ядра.

### "Ускорение" тепловых нейтронов

При прохождении тепловых нейтронов через среду, содержащую большое количество молекул с возбужденными резонансным электромагнитным полем колебательными уровнями, будет происходить неупругое рассеяние нейтронов на этих уровнях молекул с приобретением энергии (ускорение нейтронов). Для описания этого процесса удобно энергию взаимодействия нейтронов с возбужденной молекулой представить в виде [1]:

$$V(\vec{r}) = -2\pi\hbar^2 \sum_i \mu_i^{-1} (a_i + b_i \hat{I}_i \cdot \hat{S}_n) \delta(\vec{r} - \vec{r}_i), \quad (3)$$

где суммирование проводится по всем ядрам в молекуле;  $\vec{r}_i$  - их радиус - векторы;  $\vec{r}$  - радиус - вектор нейтрона;  $\mu_i$  - приведенные массы нейтрона и  $i$  - ядра в молекуле;  $a_i$  и  $b_i$  - амплитуды когерентного и некогерентного рассеяний нейтрона на  $i$  - ядре;  $\hat{I}_i$  - оператор спина  $i$  - ядра;  $\hat{S}_n$  - оператор спина нейтрона. Состояние молекулы, а точнее, состояние её колебательных степеней свободы в резонансном электромагнитном поле будем описывать матрицей плотности.

В двухуровневом резонансном приближении при резком выключении внешнего электромагнитного поля диагональные элементы матрицы плотности имеют вид [4]:

$$\rho_{11}(t) = \frac{1}{2} (1 + \eta_0 X(t)) ; \quad \rho_{22} = \frac{1}{2} (1 - \eta_0 X(t)) ; \\ X(t) = X_{нас} + (1 - X_{нас}) e^{-\delta_+ t} (\cos \Omega t + \frac{\delta_+}{\Omega} \sin \Omega t), \quad (4)$$

где  $\mathcal{T}$ ,  $T$  - продольное и поперечное времена релаксации,

$$X_{нас} = (1 + |V_{12}|^2 \mathcal{T}^2 / \hbar^2)^{-1} ; \quad \Omega = (|V_{12}|^2 / \hbar^2 - \delta_-^2)^{1/2} ; \\ \delta_- = \frac{1}{2} (T^{-1} - \mathcal{T}^{-1}) ; \quad \delta_+ = \frac{1}{2} (T^{-1} + \mathcal{T}^{-1}) ;$$

$V_{12} = d\vec{E}_0$  - матричный элемент взаимодействия молекулы с электромагнитным полем;

$\rho_0$  - начальная разность заселенностей 1 и 2 уровня молекул; выражение (2) получено в строгом резонансном приближении, когда частота электромагнитного поля  $\hbar\omega = E_2 - E_1$ ;  $E_1, E_2$  - энергии состояний 1 и 2. Используя (3) и (4), получаем в адиабатическом приближении  $\omega \gg \Omega, \delta$  сечение неупругого рассеяния нейтронов, усреднённое по спинам ядер в молекуле и по спину нейтрона (для простоты в дальнейшем расчеты будем вести для двухатомной молекулы [5]):

$$d\sigma_n = \mu_n^2 \frac{|\vec{p}'|}{|\vec{p}|} \frac{1}{8} \left\{ \left| \frac{a_1}{\mu_1} (e^{-i\vec{q}\vec{r}_1})_{21} + \frac{a_2}{\mu_2} (e^{-i\vec{q}\vec{r}_2})_{21} \right|^2 + \frac{b_2^2}{\mu_2^2} \frac{I_2(I_2+1)}{4} \left| (e^{-i\vec{q}\vec{r}_2})_{21} \right|^2 + \frac{b_1^2}{\mu_1^2} \frac{I_1(I_1+1)}{4} \left| (e^{-i\vec{q}\vec{r}_1})_{21} \right|^2 \right\} \times \rho_{11} \rho_{22} d\Omega_n, \quad (5)$$

где  $\mu_n$  - приведенная масса молекулы и нейтрона;  $\vec{r}_1 = \vec{r}_{Cu} + \frac{M_2}{M} \vec{p}$ ;  $\vec{r}_2 = \vec{r}_{Cu} - \frac{M_1}{M} \vec{p}$ ;  $\vec{r}_{Cu}$  - координата центра тяжести молекулы;  $\vec{p}$  - относительная координата ядер в молекуле;  $M = M_1 + M_2$  - полная масса молекулы;  $\vec{p}$  - импульс налетающего нейтрона;  $\vec{p}'$  - импульс рассеянного нейтрона. Закон сохранения энергии, соответствующий увеличению энергии рассеянного нейтрона

$$\epsilon_{p'} = \epsilon_p + \hbar\omega. \quad (6)$$

Матричные элементы в (5) по вибрационным функциям вычисляются обычным образом [5]:

$$(e^{-i\vec{q}\vec{r}_i})_{21} = -i \frac{M_i q}{\sqrt{2} M \alpha} \exp\left(-\frac{1}{4} \left(\frac{M_i q}{M \alpha}\right)^2\right), \quad (7)$$

$d = (M_1 M_2 \omega / M)^{1/2}$   $i=1,2$  - ядра молекулы. В стационарной постановке

$$\overline{\rho_{11} \rho_{22}} = \frac{1}{T} \int_{\text{lin } T \rightarrow \infty}^T \rho_{11}(t) \rho_{22}(t) dt. \quad (8)$$

Учитывая, что при рассеянии тепловых нейтронов  $\epsilon_n \sim 0,025 \text{ эВ}$ ,  $\hbar\omega \sim 0,1-0,2 \text{ эВ}$ , получим из (6), что  $c|\beta_1^2| \sim c\alpha \approx c\sqrt{2m\hbar\omega} \sim 10^4 \text{ эВ}$ , так, что  $\varphi\rho_0 \gg 1$ ;  $\rho_0$  - равновесное расстояние между ядрами в молекуле; напишем отношение сечений неупругого и упругого рассеяний нейтронов:

$$\frac{d\sigma_n}{d\sigma_0} \sim \left(\frac{\hbar\omega}{kT_n}\right)^{1/2} \frac{m}{M} \left[ \frac{M_1}{M} \exp\left(-\frac{mM_1}{MM_2}\right) + \frac{M_2}{M} \exp\left(-\frac{m}{M} \frac{M_2}{M}\right) \right] \times \\ \times \frac{1}{4} (1 - \eta_0^2 X_{нас}^2), \quad (9)$$

где  $kT_n$  - энергия налетающих нейтронов. Таким образом, как следует из (9), для молекул, в состав которых входит водород ( $M_1$  или  $M_2 \sim m$ ), сечение неупругого рассеяния нейтронов порядка сечения упругого рассеяния, если  $\eta_0^2 X_{нас}^2 \ll 1$ . При этом энергия неупругорассеянных нейтронов увеличивается и возникает возможность ускорять нейтроны, если энергетическая ширина спектра падающих тепловых нейтронов, которая порядка  $kT_n \sim 0,025 \text{ эВ}$ , меньше энергии резонансного лазерного кванта  $\hbar\omega$  [6]. Рассмотрим подробнее условия, при которых создается неравновесная заселенность вибрационных уровней. Для этого необходимо, чтобы  $X_{нас} \ll 1$  (если  $\eta_0 \sim 1$ ). Из (4) найдем критическую напряженность электрического поля

$$eE \geq \frac{\hbar}{\sqrt{T}d}, \quad (10)$$

где  $d \sim 10^{-9} \text{ см}$  - дипольный момент молекулы;  $e$  - заряд электрона. Характерные времена продольной  $\mathcal{T}$  и поперечной  $T$  релаксаций для газа при нормальном давлении  $\mathcal{T} \sim 10^{-6} \text{ сек}$ ,  $T \sim 10^{-8} \text{ сек}$ , и потому  $E \sim 10^2 \text{ В/см}$ . Для твердого тела при температуре  $\sim 300 \text{ К}$   $\mathcal{T} \sim 10^{-6} \text{ сек}$ ;  $T \sim 10^{-10} \text{ сек}$ ;  $E \sim 10^3 \text{ В/см}$ .

Таким образом, при прохождении пучка тепловых нейтронов через среду, молекулы которой возбуждаются резонансным электромагнитным полем, можно получить пучок нейтронов с энергией до  $\sim 0,5 \text{ эВ}$ , причем энергетический разброс неупругорассеянных нейтронов остается порядка начального  $\approx 0,025 \text{ эВ}$ .

## Индукцированный захват нейтронов ядрами

Атомные ядра могут захватывать нейтроны с испусканием электрических дипольных квантов. Выражение для эффективного заряда  $e_{\text{eff}}$  электрических дипольных переходов дано в работе [7].

Разумеется, радиационный захват может происходить и с испусканием  $\gamma$ -квантов с энергией, гораздо меньшей:

$$e_{\text{eff}} = \frac{Z}{A+1} e, \quad (II)$$

где  $A$  - атомный вес ядра -мишени;  $Ze$  - его заряд.

Радиационный захват нейтронов происходит обычно с испусканием  $\gamma$ -квантов, средняя энергия  $E_\gamma$  которых порядка одного МэВ, а соответствующая ширина для испускания электрических дипольных квантов  $\Gamma_\gamma$  пропорциональна  $E_\gamma^3$  [7].

Разумеется, радиационный захват может происходить и с испусканием  $\gamma$ -квантов с энергией, гораздо меньшей чем 1 МэВ.

Например, тепловые нейтроны могут в принципе захватиться с возбуждением "отрицательного" уровня составного ядра, т.е. уровня, энергия возбуждения которого меньше энергии связи нейтрона. В самых тяжелых ядрах плотность уровней составного ядра настолько велика, что энергия связи "отрицательно" уровня составного ядра может быть порядка 1 эВ, т.е. находится в диапазоне энергий, которые соответствуют оптическим квантам. Однако ширина спонтанного испускания оптического кванта  $\Gamma_\gamma^{\text{opt}}$  при радиационном захвате нейтрона ничтожно мала, т.к.  $\Gamma_\gamma^{\text{opt}} \sim 10^{-18} \Gamma_\gamma$ . Ширина индуцированного испускания оптического кванта  $\Gamma_\gamma^{\text{ind}}$  может быть на много порядков больше  $\Gamma_\gamma^{\text{opt}}$ , если число квантов  $n_\omega$  в электромагнитной волне, в поле которой происходит индуцированный захват нейтрона, достаточно велико. В данном случае  $\Gamma_\gamma^{\text{ind}} \sim \Gamma_\gamma$ , если  $n_\omega \sim 10^{18}$ . Такое количество фотонов может содержаться в лазерном поле, средняя энергия которого не превышает десятых долей джоуля. Эта очень грубая оценка указывает, что эффект вынужденного захвата нейтронов ядрами может наблюдаться в электромагнитных полях умеренной мощности.

Перейдем к более детальному рассмотрению эффекта вынужденного захвата нейтронов в поле лазерного излучения. Потенциал взаимодействия системы нейтрон + ядро с внешним электромагнитным полем имеет вид.

$$V = e_{\text{eff}} \vec{r}_n \vec{E}(\vec{r}_n, t), \quad (I2)$$

$\vec{r}_n$  - относительная координата;  $\vec{E}(\vec{r}_n, t)$  -

напряженность электрического компонента электромагнитного поля;

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\omega t - k\vec{r}_n). \quad (I3).$$

Задача о вынужденном захвате нейтрона ядром в поле  $\vec{E}(\vec{r}_n, t)$  ставится следующим образом. Нейтрон с энергией  $\epsilon_p$ , которая отличается на величину  $\pm \hbar\omega$  (энергия кванта поля) от энергии в максимуме резонанса  $\epsilon_n$ , рассеивается упруго на ядре. Волновая функция, которая описывает упругое рассеяние нейтрона в  $S$  - состоянии, имеет вид

$$\varphi_{\epsilon_p} = \frac{\sin(k(r_n - a))}{k r_n} \frac{1}{\sqrt{4\pi}}; \quad (r_n > R), \quad (I4)$$

где  $R$  - радиус ядра;  
 $a$  - длина рассеяния;  
 $k$  - волновое число.

Взаимодействие (I2) приводит к образованию составного ядра с энергией  $\epsilon_n$ , волновой функцией  $\varphi_n$  и отрицательной четкостью. Образовавшееся составное ядро затем распадается по всем возможным каналам (спонтанное испускание  $\gamma$  - квантов и нейтрона, деление и т.д.); необходимо найти вероятность образования и распада уровня составного ядра в зависимости от напряженности электромагнитного поля. Для нахождения вероятности образования составного ядра необходимо решить нестационарное уравнение Шредингера для волновой функции системы нейтрон + ядро ( $\hbar = c = 1$ ):

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial t} = (H_0 + V) \Psi, \quad (I5)$$

где  $H_0$  - гамильтониан системы нейтрон + ядро в отсутствии внешнего поля;  $V$  - взаимодействие. Уравнение (I5) удобно решать методом Гайтлера [8]. В резонансном приближении, т.е. если

$$\epsilon_p \pm \hbar\omega - \epsilon_n \ll \hbar\omega \quad (I6)$$

получили сечение образования составного ядра в виде

$$\sigma_{np}(\epsilon_p) = g \frac{\pi}{k^2} \frac{\Gamma_{np} \Gamma}{(\epsilon_p \pm \hbar\omega - \epsilon_n)^2 + \left(\frac{\Gamma + \Gamma_{np}}{2}\right)^2}, \quad (I7)$$

где  $g$  - спиновый фактор;

$\Gamma_{np}$  "входная" ширина для процесса индуцированного захвата нейтрона, которая определяется выражением (дипольное приближение):

$$\Gamma_{np} = 2\pi \langle \Phi_n | \tilde{V} / \epsilon_p \rangle^2 \rho_p, \quad (18)$$

$\rho_p$  - энергетическая плотность состояний в непрерывном спектре;  $\tilde{V} = e_{\text{eff}} \tilde{r} E_0$ ;  
 $\xi \Gamma_n + \Gamma_\gamma = \Gamma$  - полная ширина для спонтанного распада уровня составного ядра ( $\Gamma_n, \Gamma_\sigma, \Gamma_\gamma$  - соответственно нейтронная, радиационная, делительная ширины).

Если величины  $\Gamma_n, \Gamma_\gamma, \Gamma_\sigma$  для данного уровня составного ядра известны, то сечение (17) можно найти, оценив величину  $\tilde{\Gamma}_{np}$ . Оценим сначала величину матричного элемента  $\tilde{V}$ , выбрав ось  $z$  по направлению  $E_0$  (плоская поляризация):

$$\tilde{V}_{np} \equiv \langle \Phi_n | \tilde{V} / \epsilon_p \rangle = e_{\text{eff}} E_0 \langle \Phi_n | z / \epsilon_p \rangle. \quad (19)$$

Применяя известную теорему квантовой механики, получим:

$$\tilde{V}_{np} = \frac{e_{\text{eff}} E_0}{\sqrt{3} \omega} \langle \Phi_n | \dot{z} / \epsilon_p \rangle = -\frac{e_{\text{eff}} E_0}{\sqrt{3} \omega^2 m} \langle \Phi_n | \frac{\partial U}{\partial z} / \epsilon_p \rangle, \quad (20)$$

где  $U$  - эффективный ядерный потенциал, а  $m$  - масса нейтрона. Считая для оценки, что этот потенциал можно аппроксимировать прямоугольной ямой, получим:

$$\frac{\partial U}{\partial z} = -U_0 \delta(r_n - R), \quad (21)$$

где  $U_0$  - глубина ямы. Тогда выражение (20) приобретает вид:

$$\tilde{V}_{np} = -e_{\text{eff}} E_0 \frac{U_0}{\sqrt{3} m \omega^2} C_n^* \Phi_n^* \sin \kappa(R-a) \frac{R}{R_0}, \quad (22)$$

где  $C_n \Phi_n$  - радиальная часть одночастичной компоненты волновой функции составного ядра в точке  $r_n = R$ . Величину  $|C_n|^2 / |\Phi_n|^2$  можно оценить, если известна нейтронная ширина соответствующего уровня составного ядра

$$\Gamma_n = P_n \hbar v_F R^2 |C_n|^2 / |\Phi_n|^2, \quad (23)$$

где  $P_n$  - проницаемость центробежного барьера;  
 $v_F$  - скорость нуклонов на поверхности Ферми.

Используя выражения (18), (22) и (23), окончательно получим:

$$\Gamma_{np} \approx \frac{e_{eff}^2}{12\pi} \cdot \frac{E_0^2 U_0^2}{(\hbar\omega)^4} \cdot (R-a)^2 \bar{\Gamma}_n \sqrt{\frac{E_p}{1\text{эВ}}}, \quad (24)$$

где  $\bar{\Gamma}_n$  - приведенная нейтронная ширина уровня составного ядра, который возбуждается в результате вынужденного захвата нейтрона (как правило,  $\rho$  - уровень).

Как видно из выражения (24), величина  $\Gamma_{np}$  пропорциональна мощности лазерного излучения. Если  $\Gamma_{np} \ll \Gamma_n$ , то сечение (17) также пропорционально  $E_0^2$ . Если нейтрон захватывается с возбуждением  $\rho$  -уровня составного ядра, для которого величина  $\bar{\Gamma}_n$  известна, то оценка величины  $\Gamma_{np}$  не представляет труда. В таблице I приводится оценка величины  $\Gamma_{np}$  и  $\sigma_{np}$  для ряда  $\rho$  -уровней составного ядра в тяжелых элементах. Во всех случаях, за исключением  $\text{La}^{139}$ , предполагалось для оценки, что  $\hbar\omega \ll E_n$ . Величина  $e_{eff}$  принималась равной  $1/2e$ . Глубина потенциальной ямы для нейтрона  $U_0$  во всех случаях соответствовала величине  $50 \cdot 10^6$  эВ. Радиус ядра  $R$  в Ферми рассчитывался по формуле  $R = 1,2 A^{1/3}$ . Величины  $a$  и  $\bar{\Gamma}_n$  равны соответствующим экспериментальным значениям. Для нахождения величин  $\Gamma_{np}$  и  $\sigma_{np}$ , которые приводятся в табл. I, необходимо связать напряженность поля  $E_0$  в единицах В/см с плотностью потока энергии лазерного излучения  $W$  в единицах Вт/см<sup>2</sup> по известной формуле

$$E_0 = 27 \sqrt{W}. \quad (25)$$

В последней строке табл. I представлено отношение сечений индуцированного захвата нейтрона и сечения захвата нейтрона  $\sigma_{np}^0$  в максимуме  $\rho$  -резонанса без внешнего поля.

Особый интерес представляет случай, когда без внешнего поля нейтрон рассеивается на  $S$  -уровень составного ядра. Если близко (в пределах оптического диапазона энергий) находится  $\rho$  -уровень составного ядра, то после включения внешнего поля нейтрон может перейти с  $S$  -уровня на  $\rho$  -уровень составного ядра. Такая ситуация возможна, например, в случае ядра  $U^{238}$ , который имеет  $S$  -резонанс при энергии 6,67 эВ и  $\rho$  - резонанс при энергии 4,41 эВ. Длина  $S$  - рассеяния в этом случае содержит резонансное слагаемое

$$a = a_p + \frac{1}{k} \frac{\Gamma_n/2}{(E_p - E_n) + i\Gamma/2}, \quad (26)$$

где  $a_p$  - амплитуда потенциального рассеяния. В таблице 2 дается оценка величин  $\Gamma_{np}$  и  $\sigma_{np}$  для указанного случая.

СЕЧЕНИЯ ИНДУЦИРОВАННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ

Таблица 1

	$\epsilon_n$ , эВ	$\epsilon_p$ , эВ	$R_\phi$	$\alpha_p$ , $\phi$	$\Gamma_n$ , эВ	$\bar{\Gamma}_n$ , эВ	$k\omega$ , эВ	$\Gamma$ , эВ	$\Gamma_{np}$ , эВ	$\frac{\sigma_{np}}{\sigma_m}$
Mo 98	12,1	12,1±1	5,6	7	0,6·10 <sup>-4</sup>	0,69	1	0,125	0,8·10 <sup>-12</sup>	1,2·10 <sup>-8</sup> e <sup>2</sup> E <sup>2</sup>
Th 232	8,35	8,35±1	7,4	9,65	2,3·10 <sup>-7</sup>	3·10 <sup>-3</sup>	1	0,03	7,5·10 <sup>-15</sup>	3·10 <sup>-8</sup> e <sup>2</sup> E <sup>2</sup>
U 238	4,41	4,41±1	7,4	9,4	1,11·10 <sup>-7</sup>	3,5·10 <sup>-3</sup>	1	0,03	5·10 <sup>-15</sup>	4,5·10 <sup>-8</sup> e <sup>2</sup> E <sup>2</sup>
U 238	10,25	10,25±1	7,4	9,4	1,56·10 <sup>-6</sup>	1,4·10 <sup>-2</sup>	1	0,03	2,5·10 <sup>-14</sup>	1,5·10 <sup>-8</sup> e <sup>2</sup> E <sup>2</sup>
La 139	0,734	0,025	6,2	4,9	7,3·10 <sup>-8</sup>	6,3·10 <sup>-2</sup>	0,709	0,045	10 <sup>-14</sup>	1,4·10 <sup>-7</sup> e <sup>2</sup> E <sup>2</sup>
La 139	0,734	1,734	6,2	4,9	7,3·10 <sup>-8</sup>	6,3·10 <sup>-2</sup>	1	0,045	2,2·10 <sup>-14</sup>	3·10 <sup>-7</sup> e <sup>2</sup> E <sup>2</sup>

35

Таблица 2

СЕЧЕНИЯ ИНДУЦИРОВАННОГО ЗАХВАТА НЕЙТРОНА В РЕЗОНАНСЕ  
6,67 эВ U 238

Переход	6,67 эВ	4,41 эВ			
$k\omega$ , эВ	$\Gamma_n(6,67)$ , эВ	$ \alpha ^2$	$\Gamma_{np}$ , эВ	$\frac{\sigma_{np}}{\sigma_m(6,67)}$	
2,26	1,5·10 <sup>-3</sup>	0,3·10 <sup>-21</sup>	0,2·10 <sup>-12</sup>	1,3·10 <sup>-10</sup>	e <sup>2</sup> E <sup>2</sup>

Как видно из табл. 1 и 2, отношение сечений  $\sigma_{np} / \sigma_m^0$

во всех случаях достигает единицы для умеренных напряженностей полей лазерного излучения в интервале  $10^4 \text{ В/см} \leq E_0 \leq 10^5 \text{ В/см}$ . Такие напряженности полей обеспечиваются импульсными лазерами в инфракрасном диапазоне, например неодимовыми стеклами. Плотность потока энергии в импульсе должна соответственно находиться в интервале  $10^5 \text{ Вт/см}^2 \leq W \leq 10^7 \text{ Вт/см}^2$ . Такие потоки энергии можно получить в принципе без фокусировки лазерного луча. Необходимо, однако, подчеркнуть, что выбор типа лазера и его мощности ограничивается условием  $\hbar\omega \ll \Gamma_{np} + \Gamma$ , т.к. только в этом случае формула (17) для  $\sigma_{np}$  справедлива.

#### Обсуждение результатов. Заключение

Как видно из предыдущего рассуждения, экспериментальное обнаружение эффектов, связанных с взаимодействием нейтронов с молекулами и ядрами в поле лазерного излучения, вполне возможно при современном развитии лазерной техники и нейтронной физики. Для экспериментальных исследований могут быть использованы как газовые, так и твердотельные мишени. Например, для обнаружения эффекта "ускорения" тепловых нейтронов можно воспользоваться мишенью из молекулярного водорода или других водородсодержащих газов, давление которых близко к атмосферному. Для обнаружения эффекта индуцированного захвата нейтронов ядрами можно воспользоваться мишенью из монокристалла  $\text{CaF}_2$ , который прозрачен в широком диапазоне оптического и инфракрасного спектров. Во всех случаях необходимо иметь импульсные источники тепловых и резонансных нейтронов.

Рассмотренные выше эффекты, если они будут экспериментально обнаружены, дадут возможность управлять нейтронным потоком (изменение спектра, поляризация, пространственная модуляция и т.д.) и изменять сечения взаимодействия тепловых и резонансных нейтронов с ядрами за счет возбуждения  $\rho$ -уровней составного ядра. Рассмотренные в табл. 1 и 2  $\rho$ -уровни составного ядра обладают аномально большими приведенными нейтронными ширинами, которые гораздо больше средних значений, вычисленных по оптической модели. Наряду с этими уровнями должны существовать другие более слабые уровни, которые

без поля не наблюдаются. Их плотность в три раза выше, чем плотность  $S$ -уровней составного ядра. Наблюдения этих уровней становится возможным в присутствии сильного когерентного электромагнитного поля. В частности, появляется возможность возбуждать "отрицательные"  $P$ -уровни составного ядра, о которых вообще ничего не известно. [9]. Особый интерес представляет возбуждение  $P$ -уровней составного ядра в делящихся ядрах, где среднее расстояние между  $S$ - и  $P$ -уровнями может быть даже меньше, чем энергия оптического кванта.

Если приведенная нейтронная ширина  $P$ -уровня соответствует предсказаниям оптической модели, то необходимая для возбуждения таких уровней напряженность электромагнитного поля может быть на один - два порядка больше, чем следует из табл. I и 2. Соответствующая плотность потока энергии достаточна для ионизации среды, а следовательно, среда становится непрозрачной для лазерного излучения. Однако индуцированный захват нейтрона с возбуждением слабых  $P$ -уровней возможен и в этом случае. Внешнее когерентное электромагнитное поле, которое находится в резонансе с атомным электронным переходом, генерирует внутри атома сильное высокочастотное электрическое поле (его частота  $\omega_0 \approx \omega$ ) [9]. Напряженность этого наведенного поля порядка внутриатомных электрических полей, т.е. порядка  $10^8$  В/см. Напряженность же резонансного внешнего поля может быть на несколько порядков меньше. Поэтому в процессе одновременно - го прохождения резонансной электромагнитной волны и нейтронного потока через среду появляется возможность индуцированно - го захвата нейтронов ядрами с возбуждением сравнительно слабых  $P$ -уровней составного ядра. При этом может оказаться, что сечение индуцированного захвата нейтронов будет близко к предельному значению  $\pi \lambda^2$  ( $\lambda$  - длина волны нейтрона) [9].

Кроме рассмотренных эффектов следует обратить внимание на перспективы, которые открываются перед нейтронной оптикой в связи с возможностью поляризации атомных оболочек и ядер мишени с помощью резонансной циркулярно поляризованной электромагнитной волны. В этом случае, в частности, появляются возможности для измерения магнитных моментов и изомерных сдвигов уровней составного ядра в широком диапазоне атомных весов и энергий нейтронов. Таким образом, можно рассчитывать на обна-

ружение целой группы явлений, которые возникают на стыке нелинейной и нейтронной оптики.

Список литературы

1. Агропович В.М., Лалов И.И. -ЖЭТФ, 1975, т.69, с.647.
2. Зарецкий Д.Ф., Ломоносов В.В.-ЖЭТФ, 1977, т.72, с.851.
3. Зарецкий Д.Ф., Ломоносов В.В.-ЯФ, 1978, т.27, с.1268.
4. Бутылкин В.С. и др. -В кн: Резонансные взаимодействия света с веществом. М., Физматгиз, 1977, с.97.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. -В кн: Квантовая механика. М., Физматгиз, 1963, с.674.
6. Зарецкий Д.Ф., Ломоносов В.В. -ЯФ., 1977, 26, с.386.
7. Влат Дж., Вайскопф В.Ф. -В кн: Теоретическая ядерная физика. М., ИЛ, 1954, с.112.
8. Гайтнер В. -В кн: Квантовая теория излучения. М., ИЛ, 1956, с.193.
9. Зарецкий Д.Ф., Ломоносов В.В.-Письма в ЖЭТФ, т.30, в.8., с.541.

Секция I

ОБЩИЕ ВОПРОСЫ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

Председатели: В.Г. Соловьев,  
Ю.Г. Абов

Ученый секретарь В.С. Ольховский

Р-НЕЧЕТНАЯ АСИММЕТРИЯ ИСПУСКАНИЯ НЕЙТРОНОВ  
ПРИ ДЕЛЕНИИ  $^{234}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{240}\text{Pu}$

В.Н. Андреев, М.М. Данилов, О.Н. Ермаков, Ю.Д. Катаржнов,  
В.Г. Недопекин, В.И. Рогов  
(ИТЭФ)

Установлено, что нейтроны деления в процессе деления тяжелых ядер тепловыми поляризованными нейтронами испускаются несимметрично относительно направления спина нейтрона, вызывающего деление. Для урана-234, -236 и плутония-240 измеренные значения асимметрии равны соответственно  $(4,5 \pm 0,7) \cdot 10^{-5}$ ,  $(0,7 \pm 0,4) \cdot 10^{-5}$ ,  $(-6,7 \pm 0,5) \cdot 10^{-5}$ .

Fission neutrons were observed to be emitted asymmetrically with respect to the direction of the spin of the incident neutrons in the fission of heavy nuclei by thermal polarized neutrons. The measured asymmetries for uranium-234, uranium-236, plutonium-240 are respectively  $(4.5 \pm 0.7) \cdot 10^{-5}$ ,  $(0.7 \pm 0.4) \cdot 10^{-5}$ ,  $(-6.7 \pm 0.5) \cdot 10^{-5}$ .

Экспериментальным исследованиям несохранения пространственной четности при делении ядер посвящен ряд работ [1-8]. Во всех случаях изучалась асимметрия вылета продуктов деления относительно направления спина тепловых поляризованных нейтронов, вызывающих деление:  $\alpha = (N_+ - N_-) / (N_+ + N_-)$ , где  $N_+$  и  $N_-$  - интенсивности регистрируемых частиц по направлению спина нейтронов и против. В работах [1-5] измерялась асимметрия вылета легких осколков при делении  $^{234}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$  и  $^{240}\text{Pu}$ . Измеренные величины составляли  $(0,8 \pm 0,5) \cdot 10^{-4}$ . Настоящий доклад посвящен исследованию асимметрии вылета нейтронов деления и ее сравнению с асимметрией вылета легких осколков. В доклад включены данные из работ [6,7,8], в которых изучались ядра  $^{234}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ , а также результаты дополнительных исследований ядра  $^{240}\text{Pu}$ .

Измерения проводились на пучке поляризованных тепловых нейтронов тяжеловодного реактора ИТЭФ. Результат измерений с  $^{235}\text{U}$  включает в себя две серии измерений: с образцом из металлического урана и со сложным образцом из металлического урана и окиси урана  $\frac{6}{7}$ . Образцом при измерениях с  $^{233}\text{U}$  служила окись урана  $\frac{7}{7}$ , а с  $^{239}\text{Pu}$  — пластина из металлического плутония  $\frac{8}{7}$ .

Нейтроны деления регистрировались двумя пластмассовыми сцинтилляторами с ФЭУ, расположенными перпендикулярно оси пучка по обе стороны от мишени. Для уменьшения  $\gamma$ -фона от мишени перед детекторами были установлены свинцовые фильтры толщиной 4 см или 7 см. Импульсы с детекторов усиливались и подавались на четыре амплитудных дискриминатора, которые выделяли четыре диапазона энергий протонов отдачи (см. табл.). Далее, импульсы с дискриминаторов подавались на пересчетные схемы, которые являлись буферным устройством для передачи информации в ЭМ.

Спин налетающих нейтронов был направлен вдоль оси, соединяющей детекторы быстрых нейтронов. С целью исключения нестабильности регистрирующей аппаратуры направление спина реверсировалось с частотой 8 гц. Измерения проводились поочередно на поляризованном и деполаризованном пучках. ЭМ после каждой экспозиции (0,1с) контролировала скорость счета в каналах и правильность работы установки. Эти меры, а также использование двух независимых детекторов, помогли свести к минимуму приборную асимметрию и обеспечить точность измерений, лучшую, чем  $10^{-5}$ . Фоновые измерения проводились также с образцом окиси ртути, которая, захватывая тепловые нейтроны преимущественно на уровень  $^{200}\text{Hg}$  со спином 0, является изотропным излучателем  $\gamma$ -квантов.

Значения асимметрий нейтронного излучения для каждого детектора вычислялись как разность асимметрий на поляризованном и деполаризованном пучках, а общая асимметрия вычислялась как полуразность асимметрий для двух детекторов. В рассчитанные таким образом значения асимметрий вносились поправки на просчеты, фон  $\gamma$ -лучей от  $\beta$ -распадов осколков, на фон от ( $n, \gamma$ )-реакции и на степень поляризации пучка нейтронов.

Известно, что нейтроны деления, испаряющиеся из движущихся осколков, испускаются преимущественно в направлении движения легкого осколка. Если выход нейтронов из осколков не изменяется в процессах с нарушением четности и массовое распределение осколков сохраняется, то асимметрию вылета осколков  $a_f$  можно связать с асимметрией вылета нейтронов  $a_n = \eta \cdot a_f$ . Коэффициент пропорциональности  $\eta$  зависит как от характеристик процесса деления, так и от эффективности детектора к нейтронам различных энергий. В данной работе  $\eta$  измерялся в специальных калибровочных экспериментах с тонкими мишенями делящихся веществ. При этом измерялась интенсивность совпадений нейтронов, регистрировавшихся теми же детекторами, что и в основном эксперименте, и осколков деления, регистрировавшихся с помощью двух ПЩ. Эти измерения проводились при разных углах между осью деления и направлением на детектор нейтронов. По результатам калибровочных экспериментов были найдены коэффициенты  $\eta(E_p)$  для различных диапазонов энергии  $E_p$  протонов отдачи в сцинтилляционном детекторе и вычислены ожидаемые значения  $a_n = \eta(E_p) \cdot a_f$  для каждого энергетического диапазона. Коэффициенты  $\eta$  растут с ростом  $E_p$  и лежат в диапазоне  $0,07+0,20$ . Значения  $\eta$  для  $^{236}\text{U}$  хорошо согласуются с расчетными, полученными для этого ядра методом Монте-Карло.

Результаты измерений представлены в таблице. В первой строке (общей для всех ядер) указаны диапазоны энергий регистрации протонов отдачи. Далее таблица разбита на три части в соответствии с числом исследованных ядер. Для каждого ядра в отдельной строке приведены измеренные значения  $a_n$  в единицах  $10^{-5}$  с учетом перечисленных выше поправок, а в следующих строках - вычисленные значения  $a_n = \eta \cdot a_f$  с учетом измеренных коэффициентов пропорциональности для каждого ядра, диапазона энергий и значения  $a_f$  из соответствующих работ. В последнем столбце приведены усредненные значения  $a_n$  и  $\eta \cdot a_f$  для всего энергетического диапазона  $E_p > 0,7$  Мэв.

Наиболее подробно исследовано ядро  $^{240}\text{Pu}$ . Для него приведено два значения нейтронной асимметрии  $a_n$  для толщин свинцового фильтра соответственно 4 см и 7 см и два значе-

ния рассчитанной асимметрии  $\eta \cdot a_4$  для двух коэффициентов  $\eta$ . Результаты измерений с фильтром 7 см включают в себя две серии измерений; первая - при комнатной температуре и перемещении мест детекторов нейтронов, вторая - при температуре жидкого азота на образце и с реверсированными магнитными полями в установке. Измерения при низкой температуре были проведены с целью исключить возможную трактовку исследуемой асимметрии какими-либо твердотельными эффектами, чувствительными к температуре. Результат этих двух серий приведен в первых двух строках для  $^{240}\text{Pu}$  с фильтром 7 см. Результаты в третьей строке являются суммой результатов первых двух строк. Эффект почти не изменился относительно  $^{240}\text{Pu}$  с фильтром 4 см. Этот факт доказывает то, что наблюдаемый P-нечетный эффект не вызван примесью фона  $\gamma$ -лучей. Суммарный эффект для  $^{240}\text{Pu}$  равен  $(-6,7 \pm 0,5) \cdot 10^{-5}$ .

Таблица

$E_p$ (Мэв)		0,7±1,0	1,0±1,5	1,5±2,0	> 2,0	> 0,7	
234 U	$a_n$	3,5±1,1	5,5±1,1	3,6±1,5	4,7±1,4	4,5±0,7	
	$\eta \cdot a_4/2/$	3,1±0,5	2,7±0,4	4,0±0,7	5,5±1,0	3,4±0,4	
	$\eta \cdot a_4/4/$	5,4±0,8	4,7±0,7	6,9±1,0	8,4±1,6	5,8±0,6	
236 U	$a_n$	0,4±0,9	0,8±0,8	0,6±1,0	0,9±0,7	0,7±0,4	
	$\eta \cdot a_4/1/$	1,7±0,4	2,2±0,6	2,5±0,6	3,3±0,8	2,3±0,6	
	$\eta \cdot a_4/5/$	0,8±0,1	1,1±0,1	1,3±0,1	1,6±0,2	1,1±0,1	
$^{240}\text{Pu}$	4 см Pb	$a_n$	-6,4±1,3	-6,2±1,2	-6,8±1,4	-7,7±1,3	-6,7±0,7
		$\eta \cdot a_4/3/$	-3,3±0,7	-3,9±0,8	-4,5±1,0	-6,1±1,4	-4,1±0,7
	7 см Pb	$a_n$ 320 К	-7,0±1,6	-5,3±1,4	-7,6±1,9	-8,8±1,8	-6,8±0,8
		$a_n$ 70 К	-6,1±1,9	-5,8±1,7	-9,0±2,2	-5,5±2,2	-6,5±0,8
		$a_n$	-6,6±1,3	-5,5±1,1	-8,2±1,4	-7,4±1,4	-6,7±0,6
$\eta \cdot a_4/3/$	-4,0±0,7	-4,7±0,9	-6,0±1,2	-6,3±1,8	-5,1±0,7		

Для  $^{240}\text{Pu}$  измерялась также P-четная корреляция  $\vec{b} \cdot \vec{\sigma}_n \cdot (\vec{p} \times \vec{p}_n)$ , которая может быть вызвана примесью углового момента  $\ell = 1$  при захвате нейтрона. В этой формуле  $\vec{b}$  - величина эффекта, а  $\vec{\sigma}_n$ ,  $\vec{p}$ ,  $\vec{p}_n$  - единичные векторы, имеющие направление спина, импульса налетающего нейтрона и импульса нейтрона деления соответственно. Для измерения P-четной корреляции ось детекторов была повернута на угол  $90^\circ$  в плоскости, пер-

пендикулярной оси налетающего пучка. Результат оказался равным  $\beta = (0,3 \pm 1,3) \cdot 10^{-5}$ . Это свидетельствует о том, что в условиях нашего эксперимента указанная корреляция не может имитировать Р-нечетную корреляцию  $(\vec{p}_n, \vec{z}_n)$ .

Из таблицы видно, что в случае  $^{234}\text{U}$  и  $^{240}\text{Pu}$  в нейтронном излучении наблюдается эффект несохранения четности, величина которого качественно согласуется с измерениями Р-нечетной асимметрии осколков. В случае  $^{236}\text{U}$  нельзя сказать, что эффект в нейтронном излучении наблюдается надежно, но также можно утверждать, что по знаку и величине он соответствует измерениям асимметрии на осколках.

#### Список литературы

1. Данилян Г.В., Дрояев В.П., Воденников Б.Д., Новицкий В.В., Павлов В.С., Боровлев С.П.—Препринт ИТЭФ, 1977, №4.
2. Воденников Б.Д., Данилян Г.В., Дрояев В.П., Новицкий В.В., Павлов В.С., Боровлев С.П.—Письма в ЖЭТФ, 1978, т.27, с.68.
3. Данилян Г.В., Воденников Б.Д., Дрояев В.П., Новицкий В.В., Павлов В.С., Боровлев С.П.—Письма в ЖЭТФ, 1977, т.26, с.198.
4. Петухов А.К., Петров Г.А., Степанов С.И., Николаев Д.В., Звездикина Т.К., Петрова В.И., Ткавнин В.А.—Письма в ЖЭТФ, 1979, т.30, с.470.
5. Боровникова Н.В., Весна В.А., Егоров А.И., Князьков В.А., Коломенский А., Лобашев В.М., Пирожков А.И., Попеко Л.А., Смотряцкий Л.М., Титов Н.А., Шабалин А.И.—Письма в ЖЭТФ, 1979, т.30, с.527.
6. Андреев В.Н., Данилов М.М., Ермаков О.Н., Недопекин В.Г., Рогов В.И.—Ядерная физика, 1979, т.30, с.306.
7. Андреев В.Н., Данилов М.М., Катаржинов Ю.Д., Недопекин В.Г., Рогов В.И.—Письма в ЖЭТФ, 1980, т.31, с.311.
8. Андреев В.Н., Данилов М.М., Ермаков О.Н., Недопекин В.Г., Рогов В.И.—Письма в ЖЭТФ, 1978, т.28, с.53.

ИССЛЕДОВАНИЕ АСИММЕТРИИ ВЫЛЕТА  
ТЯЖЕЛОЙ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ В РЕАКЦИЯХ ЗАХВАТА  
ТЕПЛОГО ПОЛЯРИЗОВАННОГО НЕЙТРОНА

Н.В. Боровикова, В.А. Весна, А.И. Егоров, В.А. Князьков,  
Э.А. Коломенский, В.М. Лобашев, А.Н. Пирожков, Л.А. Попеко,  
И.М. Смотровский, С.М. Соловьев, Н.А. Титов, А.И. Шаблий

(ИЯФ им. Б.П.Константинова, ИЯИ АН СССР,  
Радиовый ин-т им. В.Г.Хлопина)

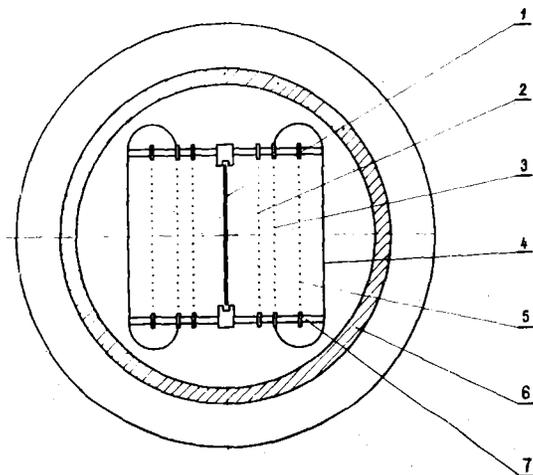
На пучке тепловых поляризованных нейтронов измерена величина коэффициента Р-нечетной асимметрии в делении  $^{233}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$ , получено ограничение на величину Р-нечетной асимметрии в реакциях  $^3\text{He}(n,p)\text{T}$ ,  $^6\text{Li}(n,t)^4\text{He}$ ,  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ . Обнаружена Р-четная левая асимметрия в реакциях деления  $^{233}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}$  и реакции  $^6\text{Li}(n,t)^4\text{He}$ .

P-parity violating asymmetry coefficients were measured for thermal polarized neutron fission  $^{233,235}\text{U}$ . Upper limits of these coefficients were obtained for reactions  $^3\text{He}(n,p)\text{T}$ ,  $\text{Li}(n,t)^4\text{He}$ ,  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ . P-parity nonviolating, right-left asymmetry was observed for fission  $^{233,235}\text{U}$  and reaction  $\text{Li}(n,t)^4\text{He}$ .

Асимметрия вылета тяжелой заряженной частицы вдоль направления поляризации захватываемого ядром теплового поляризованного нейтрона вида  $\psi(\theta) \sim (1 + a_p \cos \theta)$  представляет интерес как проявление слабого нуклон-нуклонного взаимодействия. При исследовании деления тяжелых ядер может быть дополнительно получена информация о механизме этого сложного явления.

Трудность подобного типа экспериментов состоит в необходимости статистически обеспечить измерение разности интенсивностей на уровне  $10^{-5} \div 10^{-8}$ . В настоящее время общепринята интегральная постановка опытов, предложенная в [1], позволяющая при высокой линейности измерительного тракта резко увеличить интенсивность регистрируемых событий.

В работе [2] описана установка, применяющая интегральную методику регистрации заряженных частиц-продуктов исследуемых реакций. Отбор легких и дискриминация тяжелых продуктов реакции осуществлялся благодаря разнице их пробегов в газе. Конструкция детектирующей части показана на рисунке.



Камера для исследования асимметрии: 1-твердая мишень; 2-проволочный электрод очищающего поля, низкий потенциал относительно корпуса; 3-экранирующий проволочный электрод, высокий потенциал; 4-сплошной экранирующий электрод, высокий потенциал; 5-многовитая сигнальный электрод, низкий потенциал; 6-сечение корпуса газового объема; 7-опорные изоляторы

давление газа в камере подбирается таким образом, что только легкие продукты реакции, обладающие большим пробегом, пересекают проволочный электрод (3) и остаточная ионизация регистрируется на сигнальном электроде (5). Экранирующее действие электродов (3) и (4) приводит к нечувствительности детекторов к ионизации, произведенной вне этого выделенного объема.

Измерения проводились на пучке тепловых поляризованных нейтронов реактора БР-М ДИЯФ АН СССР интенсивностью  $6 \cdot 10^7$  н/с [3].

В качестве подложек для мишеней применялись фольги титана толщиной  $100+200 \text{ мкг/см}^2$ . При исследовании реакции  ${}^3\text{He}(n,p)$  камера заполнялась смесью  ${}^3\text{He}+2\% \text{CO}_2$ , которая служила одновременно мишенью и рабочим газом; пучок нейтронов коллимировался до ширины 3 мм.

Направление поляризации нейтронов при измерении Р-нечетной асимметрии задавалось ведущим магнитным полем  $\approx 15\text{e}$ , параллельным горизонтальной оси на рисунке. Переворот спина нейтрона относительно ведущего поля осуществлялся радиочастотным флиппером [4] с периодом включено-выключено 3,6 с. Выделение компоненты тока с этой частотой осуществлялось аналоговым интегрированием сигнала в течение 0,9с, преобразованием результирующего напряжения в цифровой код с последующим вычислением разности напряжений, соответствующих противоположным направлениям поляризации нейтронов. Для устранения линейных дрейфов аппаратуры последовательность секундных измерений при обработке разбивалась на четверки с чередованием знаков поляризации  $+-++$ . Для исключения приборной асимметрии измерения проводились при двух направлениях ведущего магнитного поля в области мишени (с переключением 1+2 раза в сутки). При этом поляризация нейтронов следовала за магнитным полем и исконый эффект изменял знак при постоянстве прочих факторов. Величина асимметрии определялась как полуразность значений, полученных при противоположных направлениях ведущего поля.

Измеряемая величина асимметрии А связана с коэффициентом асимметрии  $a_p$ :

$$A = \frac{I_+ - I_-}{I_+ + I_-} = a_p P \overline{\cos \theta} \quad (1)$$

где  $I_+, I_-$  — ток детектора при противоположных направлениях поляризации нейтронов;

$P=0,97$  — степень поляризации нейтронного пучка;

$\overline{\cos \theta}$  — средний косинус угла падения частицы на детектор.

Источником ложного эффекта может являться лево-правая асимметрия, возникающая при интерференции S- и p-волновых состояний захвата нейтронов:  $w(\theta) \sim (1 + a_{RL} \vec{\epsilon} [\vec{P}_n, \vec{P}])$ , где  $\vec{\epsilon}, \vec{P}_n, \vec{P}$  — единичные векторы в направлении поляризации нейтрона, импульсов нейтрона и легкого осколка соответственно. Измерения лево-правой асимметрии проводились при ведущем магнитном поле, направленном вдоль вертикальной оси на рисунке, при

этом связь между измеряемой асимметрией и  $a_{R-L}$  аналогична уравнению (I).

В таблице приведены результаты измерений  $a_p$  и  $a_{R-L}$  и расчетные значения величины  $\cos\theta$ .

Реакция	Мишень, мг	$\overline{\cos\theta}$	$a_p (\cdot 10^{-5})$	$a_{R-L} (\cdot 10^{-5})$
${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$	Змм·0,45атм	0,71	$0,03 \pm 0,06$	$-0,16 \pm 0,16$
${}^{10}\text{B}(n,\alpha){}^7\text{Li}^*$	0,1Тл-0,25В-0,1Тл	0,62	$0,13 \pm 0,24$	$-0,40 \pm 0,60$
${}^6\text{Li}(n,t){}^4\text{He}^*$	0,2Тл-1Лл-0,2Тл	0,75	$-0,27 \pm 0,45$	$9,5 \pm 0,4$
${}^{233}\text{U}(n,f)$	0,1Тл-2(0,15U)-0,1Тл	0,81	$36,0 \pm 3,4$	$-32,4 \pm 3,3$
${}^{235}\text{U}(n,f)$	0,2Тл-0,5U-0,2Тл	0,81	$7,5 \pm 1,2$	$16,5 \pm 1,1$
${}^{235}\text{U}(n,f)^*$	—	0,90	$8,4 \pm 0,6$	—

\* Результат работы [27].

При исследовании реакции с  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^7\text{Li}$  и  ${}^{10}\text{B}$  дисперсия сигнала детекторов определялась не только статистическими флуктуациями числа зарегистрированных частиц, но и флуктуациями мощности реактора. Для уменьшения среднеквадратичной ошибки (с.к.о.) результатов измерений применялся метод компенсации флуктуаций реактора, примененный ранее в работе [5]. В данной работе использовался тот факт, что исследуемый эффект имеет противоположный знак в двух симметрично расположенных детекторах, в то время как флуктуации мощности дают в них одинаковый отклик. Таким образом, в разности сигналов искомый эффект сложится, а связанный с флуктуациями мощности сократится. Так, при исследовании реакции  ${}^3\text{He}+n$  с.к.о. по "дифференциальному" каналу была в 3 раза меньше по сравнению с простым усреднением результатов измерений по обоим детекторам.

Реакции  ${}^{10}\text{B}+n$  и  ${}^7\text{Li}+n$  ранее предлагалось исследовать в работе [6]. Приведенные значения коэффициентов асимметрии в реакции  ${}^{10}\text{B}+n$  соответствуют суммарному вкладу от перехода на основное  $a_0$  и первое возбужденное состояние  $a_1$  ядра  ${}^7\text{Li}$ :  $a = a_1 + 0,11a_0$ .

Эффекты нарушения пространственной четности в реакциях деления тяжелых ядер впервые рассматривались в работе [7] и были обнаружены в работах [8-10]. Полученные в данной работе результаты не противоречат данным работ [8-11], за исключением расхождения примерно в 2 раза в величине  $a_p$  в реакции  ${}^{235}\text{U}+n$  из

работы [8] и в 1,5 раза с величиной  $a_p$  в реакции  $^{233}\text{U} + p$  из работы [12]. Причины расхождения пока не ясны.

Таким образом, отсутствие аномально больших эффектов нарушения пространственной четности в реакциях на легких ядрах дает основания думать, что большая величина  $P$ -нечетной асимметрии в делении тяжелых ядер связана с чисто ядерными эффектами. В частности, наблюдаемая величина интерференции  $S$ -и  $P$ -состояний в делении  $^{235}\text{U}$  соответствует практически максимально возможной, следующей из экстраполяции в тепловую область вклада  $p$ -волновых резонансов по данным работы [13]. Последнее означает, что в процессе деления реализуются условия, при которых характер смешивания состояний, возникающий на стадии горячего компаунд-ядра, сохраняется до стадии грушевидной деформации и определяет асимметрию разлета осколков. Аналогично,  $P$ -нечетную асимметрию определяет смешивание уровней противоположной четности на стадии горячего компаунд-ядра, для которой вероятным механизмом смешивания может быть эффект динамического усиления, проявляющийся в процессах нарушения пространственной четности с испусканием гамма-квантов [15, 16].

#### Список литературы

1. В. И. Лобашев и др. - Письма в ЖЭТФ, 3, 268, 1966.
2. Н. В. Боровикова и др. - Письма в ЖЭТФ, 30, 527, 1979.
3. А. П. Булкин и др. - Препринт ИЯФ №505, 1979.
4. А. И. Егоров и др. - Ядерная физика, 19, 300, 1974.
5. А. И. Егоров и др. - Препринт ФТИ им. А. С. Иoffe №385, 1972.
6. Г. А. Лобов, Г. В. Данилян - Известия АН СССР (сер. физ.) 41, 1548, 1977.
7. В. В. Владимирский, Б. Н. Андреев - ЖЭТФ, 41, 663, 1961.
8. Г. В. Данилян и др. - Письма ЖЭТФ, 24, 380, 1976.
9. Г. В. Данилян и др. - Ядерная физика, 27, 42, 1978.
10. Б. Д. Воденников и др. - Письма ЖЭТФ, 27, 68, 1978.
11. В. Н. Андреев и др. - Ядерная физика, 30, 2, 1979.
12. А. К. Петухов и др. - Письма ЖЭТФ, 30, 470, 1979.
13. Ю. В. Рябов, Ю. К. Фенин - Ядерная физика, 13, 1039, 1971.
14. О. П. Сумков, В. В. Фламбаум - Препринт ИЯФ СС АН СССР №80-18, 1980.
15. Е. С. Ржевский. - Препринт ИТЭФ, ИТЭФ-154, 1979.

ЦИРКУЛЯРНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИЯ ГАММА-КВАНТОВ В РЕАКЦИИ  
РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА ТЕПЛОВЫХ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ  
НЕЙТРОНОВ ПРОТОНАМИ

В.А.Весна, Э.А.Коломенский, В.Б.Копеллович,  
В.М.Лобашев, В.А.Назаренко, А.Н.Пирожков, Е.В.Пульгина

(ЛИЯФ им.Б.П.Константинова)

Измерена циркулярная поляризация гамма-квантов в реакции радиационного захвата тепловых поляризованных нейтронов протонами. В качестве протонной мишени использовался твердый парагидроген. Измеренная величина  $P_\gamma = -(2,90 \pm 0,87) \cdot 10^{-3}$ , что согласуется с теоретическими оценками  $P_\gamma$ , возникающей за счет примеси захвата из триплетного состояния к  $^1S_0$ -захватному состоянию.

The circular polarization of the gamma-quanta from the reaction of radiative capture of polarized thermal neutrons by protons has been measured. Solid parahydrogen was employed as a proton target. The measured value is  $P_\gamma = -(2,90 \pm 0,87) \cdot 10^{-3}$ , which is in agreement with the theoretical estimates of  $P_\gamma$  arising from the admixture of the triplet capturing state to the  $^1S_0$  capturing state.

В работе [1] было показано, что циркулярная поляризация гамма-квантов из реакции  $n+p+d+\gamma$  на поляризованных нейтронах  $P_\gamma < 1,5\%$ , что отвергает гипотезу работы [2] о большой примеси  $^3S_1$  состояния к  $^1S_0$ -захватному состоянию дейтрона.

Однако захват из триплетного состояния с излучением  $m=1$  и E2-квантов возможен из-за примеси  $\infty$ -волны к волновой функции дейтрона и состояния непрерывного спектра [3], что должно приводить к частичной циркулярной поляризации  $\gamma$ -квантов при захвате протонами поляризованных нейтронов. Измерение величины  $P_\gamma$  может дать дополнительные сведения о волновых функциях непрерывного спектра, которые недостаточно хорошо известны. Значимые амплитуды захвата из триплетного состояния важно также для феноменологии нарушения четности в этой реакции.

## Экспериментальная установка

Измерения проводились на горизонтальном канале реактора БФР-М ЛЯФ. Пучок нейтронов доводился до экспериментальной установки пятиметровым равномерно изогнутым поляризованным нейтронопроводом<sup>14</sup>. Средняя по спектру длина волны нейтронов  $\lambda = 2,4 \text{ \AA}$ , поляризация нейтронного пучка  $\sim 96\%$ . Интегральная интенсивность пучка на выходе из нейтронпровода  $\sim 10^8$  н/сек.

Циркулярная поляризация  $\gamma$ -квантов, испускаемых параллельно и антипараллельно вектору поляризации нейтронного пучка, измерялась с помощью двух поляриметров "на прохождение", расположенных на одной горизонтальной оси с мишенью. В качестве детекторов  $\gamma$ -квантов использовались кристаллы  $\text{NaI(Tl)}$  размером  $6150 \times 10$  мм с фотоумножителями ФЭУ-49Б. Экспериментальный эффект определялся как относительная разность числа  $\gamma$ -квантов, прошедших через намагниченный поглотитель, при изменении поляризации падающих на мишень нейтронов. Реверс поляризации нейтронного пучка осуществлялся быстрым флиппером<sup>15</sup>, использующим адиабатический метод переворота спина нейтрона в скрещенных постоянном и переменном магнитных полях.

Управление экспериментом, сбор и обработка данных осуществлялись ЭММ М-400. Измерения проводились одновременно по двум каналам. Блок-схема одного из каналов приведена на рис.1.

В качестве протонной мишени использовался твердый параводород, что для нашего спектра нейтронов исключало некогерентное рассеяние<sup>16</sup> и деполяризацию нейтронного пучка в веществе мишени.

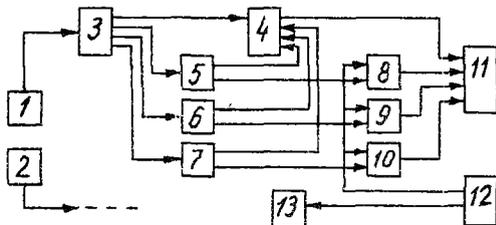


Рис.1. Блок-схема электронной части установки: 1,2 - детекторы первого и второго каналов; 3 - линейный разветвитель; 4 - амплитудно-цифровой преобразователь; 5,6,7 - дифференциальные дискриминаторы; 8,9,10 - счетчики; 11 - входной регистр ЭММ; 12 - выходной регистр ЭММ; 13 - блок управления флиппером

Импульсы от предусилителей ФЭУ поступали на линейный разветвитель, откуда подавались на входы трех дифференциальных дискриминаторов, которые вырезали определенные участки спектра  $\gamma$ -квантов: комптоновскую область перед фотопиком, фотопик и область фона непосредственно за фотопиком. Дискриминаторы управляли работой преобразователя "амплитуда - код", что позволяло наблюдать различные части спектра и контролировать настройку дискриминаторов. Сигналы с дискриминаторов поступали на быстрые счетчики, которые регистрировали все импульсы, попадающие в "окно" дискриминатора. Накопленные за секунду измерения показания счетчиков считывались в определенную зону памяти машины в соответствии с номером канала, номером дискриминатора и направлением спина нейтронов. Для устранения линейного дрейфа аппаратуры секундные циклы с заданным направлением спина нейтронов чередовались по закону  $+ - - +$ . Временные интервалы задавались таймером с кварцевым генератором стабильностью  $10^{-5}$ .

Отсутствие приборной асимметрии проверялось в контрольном опыте с деполяризованным пучком нейтронов.

### Обработка данных и результаты

Пример амплитудного спектра  $\gamma$ -квантов из реакции  $n p \rightarrow d \gamma$  приведен на рис. 2.

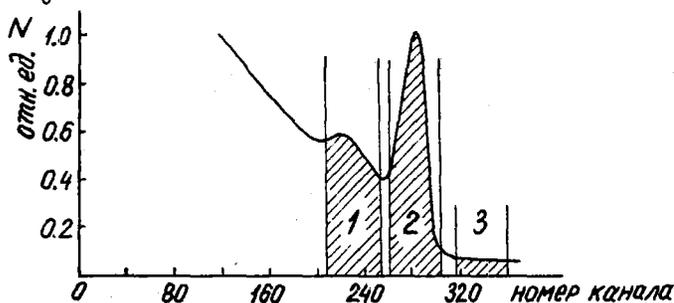


Рис. 2. Амплитудный спектр  $\gamma$ -квантов

Вырезаемые дифференциальными дискриминаторами участки спектра, в которых определялся эффект, на рисунке заштрихованы. Отношение интенсивностей по участкам  $I_1 : I_2 : I_3 = 0,87 : 1,0 : 0,17$

Скорость счета в счетчике фотопика составляла  $2 \cdot 10^3$  **имп/сек.**

**Суммарный эффект** по обоим каналам с учетом результатов контрольного опыта с деполяризованным пучком нейтронов и поправленный на фон

$$\delta_1 = (1,16 \pm 0,50) \cdot 10^{-4} \text{ (комpton);}$$

$$\delta_2 = (1,33 \pm 0,40) \cdot 10^{-4} \text{ (фотопик).}$$

Эффект, измеренный в участке спектра непосредственно за фотопиком, оказался равным  $\delta_3 = (0,30 \pm 0,76) \cdot 10^{-4}$ . Учитывая, что фон составляет лишь 20% от полного счета в области фотопика, его вклад в измеренный эффект можно считать пренебрежимым и, следовательно, измеренный эффект не связан с примесью циркулярно поляризованного  $\gamma$ -излучения от  $(n, \gamma)$ -реакций на ядрах конструкционных материалов мишени и защиты.

Циркулярная поляризация  $\gamma$ -квантов связана с измеряемой величиной  $\delta$  соотношением  $P_\gamma = \delta/\epsilon$ , где  $\epsilon$  - поляризациянная эффективность поляриметра, которая для  $\gamma$ -квантов с энергией 2,23 МэВ **рассчитывалась**. Для контроля аналогичный расчет был сделан для  $E_\gamma = 7,37$  МэВ и проведены измерения со свинцовой мишенью, так как  $\gamma$ -кванты с энергией 7,37 МэВ из реакции  $^{207}\text{Pb}(n, \gamma)^{208}\text{Pb}$  на поляризованных нейтронах имеют 100%-ную положительную циркулярную поляризацию. Эффективность поляриметра для  $\gamma$ -квантов 2,23 МэВ оказалась равной  $\epsilon = 4,59 \cdot 10^{-2}$ . Тогда для величины циркулярной поляризации  $\gamma$ -квантов из реакции радиационного захвата тепловых поляризованных нейтронов протонами, определенной по **линии** полного поглощения, получаем

$$P_\gamma = -(2,90 \pm 0,87) \cdot 10^{-3}.$$

Знак "минус" для  $P_\gamma$  соответствует левой циркулярной поляризации  $\gamma$ -квантов, излучаемых по направлению спина падающего нейтрона.

Как уже отмечалось выше, циркулярная поляризация возникает при захвате из триплетного состояния и зависит поэтому от  $S$  и  $D$ -компонент триплетного состояния непрерывного спектра <sup>16/</sup>. Если сделать предположение о подобии волновых функций дейтрона и состояния непрерывного спектра, что может быть обосновано лишь в области действия ядерных сил <sup>13/</sup>, то для величины  $P_\gamma$  за счет магнитного дипольного перехода полу-

чается значение  $R_\gamma(M1) = -0,9 \cdot 10^{-3}$ . В литературе имеются различные варианты расчета амплитуды электрического квадрупольного перехода из триплетного состояния <sup>16,17</sup>. Если сделать расчет согласно <sup>17</sup>, но с учетом  $\mathcal{Q}$ -волны в непрерывном спектре, то для величины циркулярной поляризации получается значение  $R_\gamma(E2) = -1,4 \cdot 10^{-3}$ . Суммарный вклад от M1- и E2-переходов в циркулярную поляризацию  $\gamma$ -квантов близок к измеренному значению  $R_\gamma$ .

#### Список литературы

1. Коломенский Э.А. и др. - Ядерная физика, 1977, т.25, вып.2, стр.233.
2. G.Breit, M.L.Rustgi. - Nucl.Phys., 1971, A161, 337.
3. Данилов Г.С. Материалы XI зимней школы ЛИАФ, 1976, т.1, стр.203, Л., 1976.
4. Булкин А.П. и др. - Препринт ЛИАФ-505, Л., 1979.
5. Турчин В.Ф. Медленные нейтроны. Госатомиздат, М., 1963.
6. Ахиезер А.И., Померанчук И.Я. Некоторые вопросы теории ядра. Гос. изд-во технико-теоретической литературы. М., 1950.
7. R.Adler. - Phys.Rev., 1972, C5, 615; 1968, 163, 1192.

# ОБ АНАЛИТИЧЕСКИХ СВОЙСТВАХ И РЕЗОНАНСНОЙ СТРУКТУРЕ $S$ -МАТРИЦЫ В СЛУЧАЕ НЕЦЕНТРАЛЬНЫХ И НЕ СОХРАНЯЮЩИХ ЧЕТНОСТЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

## I. ОБЩИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

В.С. Ольховский, А.К. Зайченко

(ИЯИ АН УССР)

Для широкого класса нецентральных и не сохраняющих четность короткодействующих взаимодействий получено аналитическое представление элементов  $S$ -матрицы, которое может быть использовано для исследований в области резонансов. Выявлены возможности усиления эффектов несохранения четности вблизи метастабильных состояний.

The analytical representation of the  $S$ -matrix useful for investigations in resonance regions is obtained for a wide class of non-central and parity-non-conserving short-ranged interactions. The possibilities of parity-non-conserving effect strengthening are revealed near metastable states.

К настоящему времени на основе общих модельно-независимых принципов (см., напр., [1,2]) достаточно полно изучена аналитическая структура нерелятивистской  $S$ -матрицы для взаимодействий, обладающих центральной симметрией, и совсем мало изучались аналитические свойства  $S$ -матрицы для тех классов нецентральных и не сохраняющих четность взаимодействий, которые известны в ядерной физике.

В ряде работ (см., напр., [3]) показано, как много информации можно извлекать из исследования пороговых аномалий в сечении рассеяния частиц с ненулевым спином. В [4] теоретически установлена возможность усиления эффекта несохранения четности в резонансном рассеянии медленных нейтронов ядрами. Эти результаты указывают на целесообразность исследований чувствительности  $S$ -матрицы и сечения к нецентральной и не сохраняющей четность взаимодействиям в области резонансов, пороговых и других энергетических особенностей.

Предположим, что взаимодействие двух сталкивающихся частиц на относительных расстояниях друг от друга  $z < a$  таково,

что при сохраняющемся полном моменте системы  $j$  имеет место смешивание двух соседних значений орбитального момента  $\ell, \ell' = j \pm s$  только одинаковой ( $s=1$ ) или только противоположной ( $s=1/2$ ) четности. В частности, в случае примеси тензорных сил во взаимодействии двух нуклонов смешиваются значения  $\ell, \ell' = j \pm 1$ , а в случае не сохраняющего четность взаимодействия типа

$$\frac{1}{2} [F(z) \hat{\sigma}^{\hat{p}} + \hat{\sigma}^{\hat{p}} F(z)]$$

( $\hat{\sigma}$  - псевдовекторная матрица Паули;  $\hat{p}$  - оператор импульса относительного движения нуклона и ядра со спином 0 [4]) смешиваются значения  $\ell, \ell' = j \pm 1/2$ . Предполагая при  $z \gg a$  наличие только центробежного барьера и центрально-симметричного потенциала, убывающего с ростом  $z$  быстрее экспоненты, опишем при  $z \gg a$  состояние системы с помощью функций

$$R_{\ell\ell'}^{j(n)}(k, z) = \frac{i}{2kz} [\delta_{\ell\ell'} f_{\ell'}(k, z) \exp(i\ell\pi/2) - S_{\ell\ell'}^j(k) f_{\ell}(k, z) \exp(-i\ell\pi/2)] \quad (I, 1)$$

в непрерывной области спектра и

$$R_{\ell\ell'}^{j(n)}(k_j, z) = (2\pi)^{-1/2} B_{\ell\ell'}^{j(n)}(k_j) f_{\ell'}(k_j, z) \cdot z^{-1} \quad (I, 2)$$

в дискретной области спектра. Используя условие полноты волновых функций в области  $z \gg a$

$$\frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} k' dk R_{\ell\ell'}^{j(n)}(k, z) R_{\ell'\ell}^{j(n)*}(k', z) + \sum_n R_{\ell\ell'}^{j(n)}(k_j, z) R_{\ell'\ell}^{j(n)*}(k_j, z) = \frac{\delta(\ell - \ell')}{z^2} \delta_{\ell\ell'} \quad (I, 3)$$

аналитические продолжения условий унитарности

$$\sum_{\ell'} S_{\ell\ell'}^j(k) S_{\ell'\ell}^{j*}(k^*) = \delta_{\ell\ell'} \quad (I, 4)$$

и вытекающие из инвариантности относительно инверсии времени условия симметрии  $S$ -матрицы по индексам

$$S_{\ell\ell'}^j(k) = S_{\ell'\ell}^j(k) \quad (I, 5)$$

а также постулируя свойство симметрии  $S_{\ell\ell'}^j(k)$  относительно оси  $J_m k$  (известное при  $\ell = \ell'$  [1, 2] и проявляющееся в одной потенциальной модели при  $\ell \neq \ell'$  [4]) и условие конечности  $R_{\ell\ell'}^{j(n)}(k, z)$  при  $k \rightarrow 0$  и применяя метод, изложенный в [2, 5], можно доказать, что  $S_{\ell\ell'}^j(k)$  являются мероморфными функциями  $k$ , и представить их в виде отношения двух целых функций:

$$S_{\ell\ell'}^j(k) = e^{-i(\alpha_{\ell} + \alpha_{\ell'})k} \prod_{n, s, s'} \frac{\Gamma(1 + n/k_j)(1 - n/k_p)(1 - n/k_4)(1 + n/k_3^*) [1 - (n/k_2)^2]}{(1 - n/k_j)(1 - n/k_m)(1 - n/k_3)(1 + n/k_3^*)} \quad (I, 6)$$

где  $\ell, \ell' = 0, 1$ ;  $\alpha_{\ell} \leq a$ ;  $B_{\ell\ell'} = \delta_{\ell\ell'} + (1 - \delta_{\ell\ell'}) C k^{\ell + \ell'}$ ;  $e = i J_m C$  - константа;  $k_m$  и  $k_3$  - полюсы на полуоси  $J_m k < 0$  и в 4-м квадранте соответственно (они могут быть либо общими для всех элементов  $S_{\ell\ell'}^j$  либо соответствовать нулям  $k_p = -k_m$ ,  $k_4 = k_3^*$  того же элемен-

та);  $\pm k_2$  - нули на оси  $Re k$ ;  $k_p$  и  $k_t$  - нули на полуоси  $Im k < 0$  и в I-м квадранте, причем нули  $k_p$ ,  $k_2$  и  $k_t$  диагонального элемента  $S_{ee}^{(e)}$  отвечают нулям  $-k_p$ ,  $-k_2$  и  $-k_t$  другого диагонального элемента  $S_{e'e'}^{(e'+e)}$ , а нули недиагонального элемента  $S_{ee'}^{(e'+e)}$  могут появляться только парами  $\pm k_p$ ,  $\pm k_2$  и  $\pm k_t$ .

В соответствии с условием унитарности (I,4) возможны од-новременные резонансы всех элементов  $S_{ee'}^{(e)}$ , когда  $0 < |S_{ee'}^{(e)}| < 1$  ( $e \neq e'$ ). Более того, возможны случаи, когда резонансным нулям ("антирезонансам")  $S_{ee}^{(e)}$  на оси  $Re k$  отвечают резонансные значения  $S_{ee'}^{(e'+e)}$  при  $|S_{ee'}^{(e'+e)}| = 1$ . Поэтому в области резонансов  $S_{ee'}^{(e)}$  влияние не-центральных и не сохраняющих четность взаимодействий может ока-заться весьма существенным, какой бы малой (но, естественно, не равной нулю) ни была их примесь. Например, если поведение  $\kappa$  (I,6) определяется множителем 
$$\frac{\delta_{ee'} [E - E_e^{(ee)}] - i \Gamma_e^{(ee)}/2}{E - E_s + i \Gamma_s/2}, \quad (I,7)$$

где  $E_{s,t} = \hbar^2 k_{s,t}^2 / 2\mu$ ,  $\Gamma_s^{(ee)} = +2\kappa Im \kappa_t^{(ee)}$ ,  $\Gamma_t = -2\kappa Im \kappa_s$ , то при условии, что  $|\kappa_t^{(ee)}| \approx |\kappa_s|$  при всех  $e, e' = j \pm s$ ,  $|\Gamma_e^{(ee)}| \ll \Gamma_s$  и  $\Gamma_t^{(ee)} \approx \Gamma_s$  при  $e \neq e'$ , возможно резкое резонансное усиление элемента  $S_{ee'}^{(e'+e)}$ .

Такое усиление недиагональных элементов  $S_{ee'}^{(e)}$  в случае весьма малой примеси слабых, не сохраняющих четность взаимо-действий, может проявиться, например, в следующей задаче. Допус-тим, что взаимодействие нейтрона с ядром описывается матрицей взаимодействий, недиагональные элементы  $V_{ee'}(e)$  которой описы-вают слабое, не сохраняющее четность взаимодействие нейтрона с ядром, а диагональные элементы  $V_{ee}(e)$  представляют собой эффек-тивные короткодействующие потенциалы сильного взаимодействия нейтрона с ядром плюс центробежный барьер  $\hbar^2 l(l+1) / 2\mu e^2$ . Пред-положим, далее, что в одном из потенциалов  $V_{ee}$  при малых энер-гиях имеется метастабильное состояние с уровнем достаточно ма-лой ширины  $\gamma$  (порядка величины слабого потенциала  $V_{ee'}$ ,  $e' \neq e$ ). Учет связи  $V_{ee'}$  ( $e' \neq e$ ) в соответствии с соотношением унитарности (I,4) должен уменьшить резонансное значение  $S_{ee}^{(e)}$ . Общие выраже-ния для элементов  $S_{ee}^{(e)}$  и условия возможного возникновения об-щего для двух связанных парциальных волн с разными значениями  $l \neq l'$  и  $\kappa \neq \kappa'$  (в данном случае  $\kappa \neq \kappa'$ ) резонанса в окрестности че-тастабильного состояния одного из потенциалов  $V_{ee}$  рассматрива-ны в [6]. Если окажется, что поправка к  $\gamma$ , обусловленная связью  $V_{ee'}$ , того же порядка величины, что и  $\gamma$ , то это может приве-сти к примерному удвоению расстояния соответствующего полуса

$S_{ee}^j$  от оси  $Re k$  с одновременным появлением его у всех элементов  $S_{ee}^j$  и в то же время к сдвигу соответствующего нуля  $S_{ee}^j$  почти до оси  $Re k$ , т.е. к существенной перекачке вероятности рассеяния из диагональных элементов  $S_{ee}^j$  в недиагональный элемент  $S_{ee}^j$ .

Простейшие иллюстрации возможностей такого рода эффектов усиления рассмотрены в следующей части.

#### Список литературы

1. Van Kampen N.- Phys.Rev., 1953, v.91, p.1261
2. Ольховский В.С. - ТМФ, 1974, т. 20, вып. 2, с. 211.
3. Базь А.И. - ЖЭТФ, 1957, т.33, с.923; Базь А.И., Пузиков Л.Д., Смородинский Я.А. - ЖЭТФ, 1962, т.42, с.1249.
4. Karl G., Tadic D.- Phys.Rev., 1977, v.16 C, p.1726
5. Ольховский В.С. - УФН, 1977, т.22, с.752.
6. Ольховский В.С., Зайченко А.Н. - УФН, 1979, т.24, с.605.

ОБ АНАЛИТИЧЕСКИХ СВОЙСТВАХ И РЕЗОНАНСНОЙ  
СТРУКТУРЕ  $S$ -МАТРИЦЫ В СЛУЧАЕ НЕЦЕНТРАЛЬНЫХ  
И НЕ СОХРАНЯЮЩИХ ЧЕТНОСТЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

П. О ВОЗМОЖНОМ МЕХАНИЗМЕ УСИЛЕНИЯ ЭФФЕКТА  
НЕСОХРАНЕНИЯ ЧЕТНОСТИ В РАМКАХ ПРОСТЕЙШИХ  
МОДЕЛЕЙ РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ МЕДЛЕННЫХ  
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ

В.С. Ольховский, А.К. Зайченко  
(ИНИ АН УССР)

В рамках простейших моделей потенциального и компаундного рассеяния изучен механизм и оценены возможные значения коэффициента усиления эффекта несохранения четности вблизи резонанса формы и компаунд-резонанса в рассеянии нейтронов ядрами.

The mechanism of parity-non-conserving effect strengthening near potential and compound resonances and possible values of correspondent strengthening coefficients are investigated for simple models of potential and compound scattering of neutrons by nuclei.

Пусть взаимодействие нейтрона с ядром описывается потенциалом вида

$$V(z) + \frac{i}{2} [F(z) \hat{\sigma} \hat{\rho} + \hat{\sigma} \hat{\rho} F(z)] + V_{s-o}, \quad (\text{II}, \text{I})$$

причем функции  $V(z)$  и  $F(z)$  равны константам  $-V_0$  и  $F_0$  при  $z \leq R$  и обращаются в 0 при  $z > R$ ,  $V_{s-o} = V_{s-o} \cdot \delta(z-R) \hat{\sigma} \hat{z}$ . В этом случае можно получить явные аналитические выражения для  $S_{\ell\ell'}$ . Не прибегая к этим весьма громоздким выражениям, ограничимся следующим простейшим рассмотрением. Допустим, что  $p_{1/2}$ -волна, рассеянная потенциалом  $V(z) + V_{s-o}$ , при некотором небольшом значении энергии  $E_s$  ( $\kappa_s R \ll 1$ ) имеет резонанс формы ширины  $\gamma$ . Тогда, ограничиваясь членами не выше второго порядка по безразмерному параметру  $\beta = \mu F_0 / \kappa \kappa_s$ , пренебрегая несущественными для наших целей сдвигом энергии резонанса при учете примеси  $F(z)$  и искажением резонансной формулы вида (I, 7) при  $|E - E_s| > \Gamma_s$ , получим следующие выражения для параметров резонансного выражения (I, 7):

$$E_s^{(00)} \approx E_s, \quad \Gamma_s = \gamma(1 + \Delta^2), \quad \Gamma_s^{(11)} \approx -\Gamma_s^{(00)} \approx \gamma(1 + \Delta^2), \quad \alpha_n = \alpha_{00} = 1, \quad \alpha_n \Gamma_s^{(10)} = \alpha_{01} \Gamma_s^{(01)} = 2\gamma\Delta, \quad (\text{II}, 2)$$

где

$$\Delta = 1/\beta, \quad \gamma = 1 + \kappa R [j_0(\kappa R)/j_1(\kappa R) + n_0(\kappa R)/j_0(\kappa R)];$$

$$\beta_0 = [2 \exp(i\delta_0) \sin(\kappa R + \delta_0)] / \kappa R, \quad \alpha = (2\mu V_0 / \hbar^2 + \kappa^2)^{1/2};$$

$\ell, \ell' = 0, 1; j = 1/2; \delta_0$  - фаза рассеяния  $s$ -волны потенциалом  $V(\mathbf{r})$ ,  $j_\ell$  и  $n_\ell$  - сферические функции Бесселя и Неймана. При  $\kappa R \gg 1$  в нерезонансной области величина  $\rho_0 \sim 2(R + \epsilon)/R$ , где  $\epsilon = \epsilon_0 \delta_0 / \kappa$ . Легко проверить, что в соответствии с условием унитарности (I,4) равенство  $\Gamma_s^k = |\Gamma_e^{(k)}|^2 + |A_0 \Gamma_e^{(k)}|^2$  выполняется независимо от величины  $\Delta$ . Если выбрать значения  $F_0 \sim 10^{-3} V_0 / \mu^2$  и  $V_0 \sim 50$  МэВ, то для предельно возможного усиления эффекта несохранения четности, когда

$$\Delta = 1, \quad \alpha_0 \Gamma_e^{(0)} = 2\gamma, \quad \Gamma_e^{(1)} = 0$$

и, следовательно,  $|S_{\ell\ell'}^j(E_s)| = 1$  при  $\ell \neq \ell' = 0, 1$ ,

получим следующее условие:

$$|A_0/2| = \beta^{-1} \sim 2,5 \cdot 10^3 \sqrt{E_{эВ}}, \quad (II,3)$$

где  $E_{эВ}$  - энергия нейтрона, эВ. Предел резонансного усиления ограничен условием унитарности ( $|S_{10}^{1/2}| \leq 1$ ) и по отношению к нерезонансному ("фоновому") значению  $|S_{10}^{1/2}| \sim 10^{-3} \cdot 10^{-2} \cdot 10^{-2}$  (см., напр., [4] из [I]) составляет величину  $\sim 10^{2(2)}$ .

Соотношение (II,3) может выполняться, например, при достаточно малых значениях величин  $j_1(\kappa R)/j_0(\kappa R)$  и  $\sin \kappa R + (4\mu/\hbar^2) \nu_{s=0}$ , если, очевидно,  $\rho_0 \neq 0$ . Более точно:

$$\begin{aligned} |j_1(\kappa R)/j_0(\kappa R)| &\lesssim 10^{-2}; \\ |\sin \kappa R + (4\mu/\hbar^2) \nu_{s=0}| &\lesssim 10^{-3}; \quad 0 < |A_0/\epsilon| < 25, \end{aligned} \quad (II,4)$$

если  $E_1 \sim 1$  эВ и  $E_s \sim 0,1$  эВ. Верхний предел  $\rho_0$  может достигаться при достаточно больших значениях  $|\epsilon| \gg R$ , когда минимальная по модулю энергия связанного (или виртуального)  $S_{1/2}$ -состояния намного меньше величины  $\hbar^2/2\mu R^2$ .

Соотношения, подобные (II,4), вряд ли могут реализоваться в потенциальных моделях со значениями параметров, описывающих данные по рассеянию нейтронов ядрами. Поэтому представляет интерес исследование возможности усиления эффекта несохранения четности в области резонансов, отвечающих компаундным и предкомпаундным состояниям.

Рассмотрим случай изолированного компаундного  $s$ -резонанса, который можно описать введением в эффективный потенциал (II,1) еще одного члена вида

$$\langle 0 | W | \Phi_{n\ell}^j \rangle \frac{1}{E - E_{n\ell}} \langle \Phi_{n\ell}^j | W | 0 \rangle, \quad (II,5)$$

где  $E_{n\nu}$  и  $\varphi_{n\nu}^+$  - энергия и волновая функция компаунд-состояния типа

$$\varphi_{n\nu}^+ = \sum_{i=1}^N a_i \varphi_i; \quad (II, 6)$$

$\varphi_i$  - произведения волновых функций возбужденных частиц (нуклонов и коллективных квазичастиц) и дырок;  $W$  - остаточное взаимодействие между частицами;  $|0\rangle$  - волновая функция основного состояния ядра-мишени.

Характерное число слагаемых  $N$  в (II, 6) определяется интенсивностью  $W$ . Если  $\Delta E$  - масштаб этого взаимодействия, а  $\mathcal{Q}$  - расстояние между уровнями компаунд-ядра, то  $N \sim \Delta E / \mathcal{Q}$ . В тяжелых ядрах ( $A \sim 240$ )  $\Delta E \sim 1$  МэВ,  $\mathcal{Q} \sim 1$  эВ, поэтому  $N \sim 10^6$ . При таком сильном перемешивании все  $a_i$  одного порядка величины и согласно нормировке  $|a_i| \sim N^{-1/2}$ . В случае одно(двух)частичного характера потенциала  $W$  из суммы (II, 6) в  $\langle 0 | W | \varphi_{n\nu}^+ \rangle$  дает вклад только небольшое число членов. Поэтому добавка (II, 5) порядка

$$N^{-1} \langle 0 | W | \varphi_i \rangle \frac{1}{E - E_{n\nu}} \langle \varphi_i | W | 0 \rangle$$

может описать узкий изолированный низкоэнергетический резонанс

$$\gamma \sim 2\pi N^{-1} |\langle 0 | W | \varphi_i \rangle|^2 \kappa^2 d\kappa / dE \sim 0,1 \text{ эВ}$$

(при  $\varepsilon \sim 1$  эВ,  $W \sim 1$  МэВ,  $N \sim 10^6$ ).

Если простоты ради выбрать  $W$  в виде  $W = W_0(\varepsilon) \delta(\varepsilon - \rho)$ , т.е. "поверхностного" взаимодействия налетающего нуклона с коллективными (вибрационными или ротационными) степенями свободы ядра, то соотношения (II, 2) и (II, 3) останутся справедливыми при условии замены  $A_0$  на  $A_j = 2 \exp(i\delta_{j/2}) \sin(\kappa R + \delta_{j/2}) / \kappa R \sim 2$  ( $\delta_{j/2}$  - фаза рассеяния  $p_{j/2}$ -всплы потенциалом  $V(\rho) + V_{s-0}$  ( $\ell=1, j=\pm 1/2$ )). Эти соотношения вполне могут выполняться при достаточно малых значениях  $|j_0(\kappa R) / n_0(\kappa R)|$  или  $|j_1(\kappa R) / j_0(\kappa R)|$ . Например, для ядер с  $A > 100$  они реализуются при  $V_0 \leq 50$  МэВ и  $R \sim 1,25 A^{1/3} \text{ fm}$  в области  $A \geq 105, 176$  и  $240$ .

В реальных случаях может оказаться необходимым учитывать ослабление эффекта вследствие несоответствия резонансов с областями максимума вероятности распределения тепловых нейтронов (для максвелловского распределения такое ослабление в области резонанса  $\sim 0,3$  эВ с  $\gamma \geq 0,05$  эВ может быть порядка  $10^{-2(-3)}$ ).

Поскольку величина недиагональных элементов  $S_{\ell\ell'}$  в существенной мере определяет поляризационные эффекты, отличные от эффектов, обусловленных спин-орбитальным взаимодействием, изучение поляризационных эффектов в рассеянии нейтронов ядрами в области таких резонансов может дать полезную информацию о величине и знаке потенциала  $F(\varepsilon)$ . В частности, может оказаться по-

лезным измерение угла поворота вектора поляризации в плоскости, перпендикулярной направлению скорости пучка медленных резонансных нейтронов с энергией  $\sim 1$  эВ, когерентно рассеянных вперед ядрами рассеивателя.

Могут также оказаться весьма полезными измерения и теоретические исследования возможной P-нечетной асимметрии  $W(\theta) = \text{Const} [1 + \hat{\epsilon} \hat{\rho}]$ , где  $\hat{\epsilon}$  - направление спина падающих тепловых нейтронов;  $\hat{\rho}$  - единичный вектор вдоль импульса рассеянных нейтронов. Не исключено, что механизм усиления в наблюдаемой P-нечетной асимметрии в вылете продуктов реакции ( $n, \gamma$ ) и деления ядер, происходящем под действием поляризованных тепловых нейтронов (эксперим. результаты см., напр., в [1-4]), такой же, как и при рассеянии нейтронов. Действительно, если при столкновении налетающего нейтрона с ядром-мишенью в области резонанса имеет место усиление смешивания  $s_{1/2}$  и  $p_{1/2}$ -волн, то образующееся метастабильное состояние смешанной четности (вернее всего, (пред)компаундное) может распадаться не только во входной канал, но и по каналам реакций ( $n, \gamma$ ) и деления ядер. В таком случае, если на стадиях, следующих за образованием такого состояния, отсутствуют эффекты усиления противоположного знака и не происходит существенного ослабления эффекта первоначального усиления в процессе последующих переходов, P-нечетная асимметрия в угловом распределении продуктов вылета относительно направления  $\hat{\epsilon}$  должна в основном определяться стадией захвата нейтрона в такое состояние и, в частности, слабо зависит от конечного состояния осколков деления [5].

#### Список литературы

1. Данилян Г.В. - Физика атомного ядра (материалы XII Зимней школы ЛИЯФ), Л., 1977, с.5; Данилян Г.В. и др. - ЯФ, 1978, т. 27, с. 42.
2. Андреев В.Н. и др. - ЯФ, 1979, т. 30, с. 306.
3. Петухов А.К. и др. - Письма в ИЭТФ, 1979, т. 30, с. 470.
4. Боровикова Н.В. и др. - Письма в ИЭТФ, 1979, т.30, с. 527.
5. Сушков О.П., Фламбаум В.В. - Препринт ИЯФ СО АН СССР, 80-18.

О ВОЗМОЖНОСТИ НАБЛЮДЕНИЯ НЕСОХРАНЕНИЯ ЧЕТНОСТИ  
В НЕЙТРОННОЙ ОПТИКЕ

О.П.Сущков, В.В.Фламбаум

(ИЯФ СО АН СССР)

Показано, что  $P$ -нечетные эффекты во взаимодействии нейтрона с ядром значительно усилены вблизи  $p$ -волновых компаунд-резонансов. Относительная величина нарушения четности  $\sim 10^2$ .

$P$ -odd effects in neutron-nucleus interaction are shown to be considerably enhanced near  $p$ -wave resonances of compound nucleus. The relative value of parity violation is of the order of  $10^2$ .

В данной работе обсуждаются возможные эксперименты по изучению нарушения четности при взаимодействии нейтрона с ядром. Рассмотрены следующие эффекты:

1. Поворот спина поперечно поляризованного нейтрона вокруг направления его движения. Угол поворота на длине свободного пробега нейтрона составляет  $\psi \sim 10^{-2} - 10^{-3}$  рад.

2. Возникновение продольной поляризации у неполяризованного пучка нейтронов. Степень поляризации на длине свободного пробега  $\alpha \sim 10^{-2} - 10^{-3}$ .

3. Циркулярная поляризация  $\delta$ -квантов в реакции  $(n, \delta)$  (нейтрон не поляризован). Степень поляризации  $P_\gamma \sim 10^{-1} - 10^{-2}$ . Подчеркнем, что здесь речь идет о корреляции  $\bar{S}_\gamma \bar{P}_n$ , а не об обычно измеряемой корреляции  $\bar{S}_\gamma \bar{P}_\gamma$ .

Эксперимент по наблюдению поворота спина нейтронов при прохождении их через вещество, по-видимому, впервые был предложен в работе [1] и несколько позднее в [2]. В этих работах обсуждается нерезонансное рассеяние нейтронов. При этом на длине свободного пробега  $\psi \sim 10^{-6} + 10^{-8}$  рад, а  $\alpha \sim 10^{-8} \sqrt{E_{\text{эВ}}}$ . В статье [3] (см. также [4-5]) было замечено, что эффект усилен вблизи одночастичного  $p$ -волнового резонанса. Согласно [5] на крыле резонанса  $\psi \sim 10^{-3} + 10^{-4}$  рад,  $\alpha \sim 10^{-5} + 10^{-6}$  на длине свободного пробега. Во всех упомянутых работах [1-5] эффект возникал за счет взаимодействия нейтрона с  $P$ -нечетным потенциалом ядра, т.е. ядро рассматривалось как час-

тица, не имеющая внутренних степеней свободы.

В настоящей работе показано, что другой механизм, связанный с виртуальным возбуждением ядра, приводит к существенно большей величине обсуждаемых эффектов. Для простоты будем считать начальное ядро бесспиновым. Рассмотрим захват нейтрона в  $P_{1/2}$ -резонанс. После захвата ядро переходит в некоторое компаунд-состояние с квантовыми числами  $|1/2^- \rangle$ . На самом деле из-за слабого взаимодействия между нуклонами это состояние является суперпозицией уровней разной четности:

$$|1/2^- \rangle + i \epsilon |1/2^+ \rangle. \quad (I)$$

Коэффициент смешивания чисто мнимый в силу  $T$ -инвариантности слабого взаимодействия. Для одночастичных уровней коэффициент смешивания  $\sim Gm_\pi^2 = 2 \cdot 10^{-7}$ . В компаунд-ядре благодаря высокой плотности уровней смешивание динамически усилено в  $\sqrt{\omega/D}$  раз [6-8] (см. также [9]), где  $\omega \sim 1$  мэв - расстояние между одночастичными уровнями,  $D$  - расстояние между уровнями компаунд-ядра. Для тяжелых ядер  $D \sim 1+10$  эв, так, что  $\epsilon \sim Gm_\pi^2 \sqrt{\omega/D} \sim 10^{-4}$ .

Захват в состояние (I) происходит как из  $P_{1/2^-}$ , так и из  $S_{1/2^-}$ -состояния нейтрона, причем мнимая единица в (I) как раз компенсируется разностью фаз свободного движения  $p$ - и  $S$ -волн. За счет интерференции амплитуд разной четности сечения поглощения нейтронов со спиральностями  $\pm 1$  несколько отличаются:

$$\delta_{\pm} = \delta (1 \pm P);$$

$$P = 2\epsilon \sqrt{\frac{\Gamma_p(k)}{\Gamma_p(k)}} \cdot \cos(\varphi_s - \varphi_p) \sim \epsilon / KR. \quad (2)$$

Здесь  $R$  - радиус ядра;  $\Gamma_p(k)$  и  $\Gamma_s(k)$  - нейтронные ширины состояний  $1/2^-$  и  $1/2^+$ , пересчитанные к энергии налетающего нейтрона ( $\Gamma_p(k) = \Gamma_p \cdot (k/k_p)^3$ ,  $\Gamma_s(k) = \Gamma_s \cdot k/k_s$ ;  $k_p$  и  $k_s$  - импульсы, соответствующие резонансам);  $\varphi_p$  и  $\varphi_s$  - соответствующие фазы захвата (в борновском приближении  $\varphi_s = \varphi_p = 0$ ). Величина  $P$  является фактически степенью продольной поляризации нейтронов, испускаемых неполяризованным ядром. Учитывая, что  $\delta$  в формуле (2) имеет обычный брейт-вигнеровский вид, нетрудно перейти от сечения поглощения к показателю преломления

$$n_{\pm} = n_0 - \frac{\pi N \Gamma_p(k)}{K^3} (1 \pm P) \frac{1}{E - E_p + i\Gamma/2}, \quad (3)$$

$N$  - плотность атомов мишени ;  $n_0$  - нерезонансная часть коэффициента преломления;  $\Gamma$  - полная ширина  $P$ -резонанса. Мы не учитываем доплеровское уширение линии. Это справедливо для охлажденной мишени. При комнатной температуре уширение в 2-3 раза превышает  $\Gamma$  и примерно во столько же раз уменьшает эффект. Угол поворота спина нейтрона  $\Psi$  и степень продольной поляризации  $\alpha$  несложно выразить через  $n_{\pm}$  :

$$\begin{aligned} \Psi &= \kappa \ell \operatorname{Re}(n_+ - n_-); \\ \alpha &= -\kappa \ell \operatorname{Im}(n_+ - n_-). \end{aligned} \quad (4)$$

Длина пути  $\ell$  не может заметно превышать длину свободного пробега нейтронов  $\ell_0 = 1/\kappa \cdot \operatorname{Im}(n_+ + n_-) \sim 1+2$  см. Поэтому численные оценки мы приведем для  $\ell = \ell_0$ . Величина эффекта для всех тяжелых ядер примерно одинакова. В таблице приведены численные оценки величины  $P$ ,  $\alpha(E_p)$ ,  $\Delta\Psi = \Psi(E_p + \Gamma/2) - \Psi(E_p - \Gamma/2)$  для четырех нижних  $P$ -волновых резонансов  $^{238}\text{U}$  в предположении, что у всех этих резонансов  $J=1/2$ . Ориентируясь на имеющиеся экспериментальные данные [10], мы положили  $\Gamma = 0,03$  эв,  $\Gamma_3 = 1,8 \cdot 10^{-3} \cdot \sqrt{E}$  эв,  $\alpha = 10^{-4}$ . Нейтронные ширины  $\Gamma_p$  взяты из работы [11]. Резонансные сечения в пиках  $\sigma_{\text{пик}}$  приведены без учета подложки, соответствующей упругому рассеянию. Для неё взято значение  $\sigma_0 = 10$  барн. Конечно, оценки эффектов сделаны лишь по порядку величины, и поэтому приведенные в таблице значащие цифры для  $P$ ,  $\alpha$ ,  $\Psi$  имеют некоторый смысл лишь при сравнении резонансов между собой.

$E$ (эв)	$\sigma_{\text{пик}}$ (барн)	$P$	$-\alpha$	$\Delta\Psi$
4.41	2.6	0,04	0.008	0.009
10.25	15.8	0.01	0.007	0.011
11.32	3.3	0.03	0.006	0.008
16.30	0.3	0.07	0.002	0.002

Обсуждаемые в данной статье эффекты имеют острую зависимость от энергии нейтронов. Характерный масштаб этой зависимости  $\sim \Gamma \sim 0.03$  эв, что и определяет необходимую монохроматичность пучка нейтронов. Для немонохроматического пучка  $\Psi$  и  $\alpha$  будут обратно пропорциональны разбросу нейтронов по энергии. В принципе возможны эксперименты и с тепловыми нейтронами. Если в тепловой области имеется  $P_{1/2}$ -резонанс, то оценка

$\Psi \sim a \sim 10^{-2} + 10^{-3}$  справедлива и здесь. Однако обычно резонансы расположены на расстоянии  $\Delta E \sim 1 + 10$  эв от тепловой области. Тогда для тепловых нейтронов  $\Psi \sim 10^{-2} \Gamma / \Delta E \sim 10^{-4} + 10^{-5}$ ,  $a \sim 10^{-2} (\Gamma / \Delta E)^2 \sim 10^{-6} + 10^{-8}$ .

Помимо экспериментов, связанных с измерением поляризации нейтрона, имеется и другая возможность - измерение циркулярной поляризации  $\gamma$ -квантов в реакции  $(n, \gamma)$  при захвате неполяризованных нейтронов в  $P_{1/2}$ -резонанс. Действительно, благодаря различию сечений  $\sigma_+$  и  $\sigma_-$  промежуточное компаунд-ядро оказывается продольно поляризованным. При распаде эта поляризация передается  $\gamma$ -кванту. Таким образом, речь идет о корреляции  $\overline{S}_\gamma \overline{P}_n$ , т.е. степень циркулярной поляризации  $P_\gamma \sim \cos \theta$  и имеет разный знак для фотонов, вылетающих по импульсу нейтронов и против него. Это может оказаться важным с экспериментальной точки зрения. По величине  $P_\gamma \sim P \sim 10^{-1} + 10^{-2}$ . Например, для E1-перехода  $J_i = 1/2 \rightarrow J_f = 1/2$   $P_\gamma = P$ , для перехода  $J_i = 1/2 \rightarrow J_f = 3/2$   $P_\gamma = -P/2$ . Аналогичный эффект, конечно, существует и в одночастичных  $P$ -волновых резонансах, но там динамического усиления нет и  $P_\gamma$  в  $10^3$  раз меньше.

В заключение подчеркнем, что большая величина эффектов, рассмотренных в данной работе, связана с двумя обстоятельствами: **во-первых**, с кинематическим усилением, обусловленным тем, что примесная  $S$ -амплитуда в  $1/kR$  раз больше, чем основная  $P$ -амплитуда; **во-вторых**, с динамическим усилением  $P$ -нечетного смешивания в компаунд-ядре. Так как низколежащие  $p$ -волновые резонансы известны уже в большом количестве тяжелых ядер, обсуждаемые в данной работе эксперименты могут дать весьма полную информацию о факторах динамического усиления.

#### Список литературы

1. Michel F.C. - Phys. Rev., 1964, v. 329B, p. 133.
2. Stodolsky L. - Phys. Lett., 1974, v. 50B, p. 352.
3. Forte M. - ILL Research proposal 03-03-002, 1976.
4. Karl G., Tadic D. - Phys. Rev., 1977, v. 16C, p. 1726.
5. Forte M. - Inst. Phys. Conf. Ser., 1978, No 42, Chapter 2, p. 86.

6. Haas R., Leipuner L.B., Adair R.K.-Phys.Rev., 1959, v.116, p.1221.
  7. Blin-Stoyle R.J.-Phys.Rev., 1960, v.120, p.181.
  8. Шапиро И.С. - УФН, 1968, т.95, вып. 4, с. 647.
  9. Flambaum V.V., Sushkov O.P.-Preprint IYF 80-18, 1980.
- 10.** Neutron cross sections, BNL, 1958.
- 11.** Bollinger L.M., Thomas G.E.-Phys.Rev., 1968, v.171, p.1293.

## КОГЕРЕНТНЫЙ НЕЙТРОННО-ФОТОННЫЙ (ФОНОННЫЙ) РЕЗОНАНС

В.Г.Барышевский

(Белгосуниверситет им. В.И.Ленина)

Рассматривается когерентная модуляция нейтронов. Излагается теория модуляции.

Coherent modulation of neutrons is considered. The theory of the modulation is developed.

Согласно [1] показатель преломления нейтронов ( $\gamma$ -квантов и других частиц) существенно изменяется, если на среду действует переменное внешнее поле (радиочастотное, звуковое СВЧ или лазерная волна). В результате на выходе из мишени когерентная волна, описывающая проходящие по среде нейтроны, а также возбуждаемые ею неупругие процессы оказываются модулированными во времени. С квантовой точки зрения наличие модуляции волны означает, что пучок частиц на выходе из мишени обладает целым набором энергий, отличающихся друг от друга на величину, определяемую частотой и импульсом квантов внешнего поля. В случае нейтронов сказанное означает, что энергия их существенно изменяется. Например, если пучок обладает тепловой энергией  $E \approx 0,02$  эВ, то после мишени появляются нейтроны с энергией порядка 1 эВ, которые могут стать резонансными и, наоборот, более быстрые нейтроны могут стать медленными. Важно подчеркнуть, что в отличие от недавно рассмотренного в [2] механизма ускорения нейтронов в данном случае мы имеем дело с когерентным и более эффективным механизмом ускорения. Наиболее сильное изменение показателя преломления нейтронов происходит, если частота внешнего поля совпадает с резонансными частотами основных или возбужденных состояний рассеивателей. Например, частота световой волны совпадает с электронными переходами в атомах или с колебательными переходами молекулы, если ядро связано в молекуле. Ниже развита теория, позволяющая детально описать явление преломления даже в наиболее сложном случае близости энергии падающих частиц к разности энергий основного и возбужденного состояний ядра

(или когда к указанной разности близка сумма энергий частицы и одного, двух и т.д. фотонов).

Суть возникающих явлений рассмотрим вначале на простом примере преломления нейтронов в постоянном магнитном поле, на которое наложено зависящее от времени поперечное переменное поле.

Уравнение Шредингера, описывающее указанный процесс, имеет следующий вид:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_z - \vec{\mu} \vec{H}(\vec{r}, t) \right\} \Psi, \quad (1)$$

где  $m$  - масса нейтрона;  $\vec{\mu} = \mu \vec{\sigma}$  - магнитный момент нейтрона;  $\vec{\sigma}$  - вектор, составленный из матриц Паули  $\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z$ ;  $\vec{H}(\vec{r}, t)$  - магнитное поле, действующее на нейтрон в точке  $\vec{r}$  в момент  $t$  с компонентами  $H_x = H_1 \cos \omega t$ ,  $H_y = H_1 \sin \omega t$ ;  $H_z$  от времени не зависит;  $\omega$  - частота вращения поперечного магнитного поля.

Используя явный вид  $\vec{\sigma}$ , можно получить для компонент  $\Psi_1$  и  $\Psi_2$  спинорной волновой функции  $\Psi = \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \end{pmatrix}$  следующую систему уравнений:

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_1}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_z \Psi_1 - \mu H_z \Psi_1 - \mu H_1 e^{-i\omega t} \Psi_2; \quad (2)$$

$$i\hbar \frac{\partial \Psi_2}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_z \Psi_2 + \mu H_z \Psi_2 - \mu H_1 e^{i\omega t} \Psi_1.$$

Введем новые функции  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  при помощи преобразования вида

$$\Psi_1 = \varphi_1 e^{-i\frac{\omega}{2}t}; \quad \Psi_2 = \varphi_2 e^{i\frac{\omega}{2}t}. \quad (3)$$

Указанное преобразование равносильно преобразованию, осуществляемому переход в систему координат, вращающуюся вокруг оси  $z$  с частотой  $\omega$ .

В результате (2) переходит в следующее уравнение:

$$i\hbar \frac{\partial \varphi_1}{\partial t} + \frac{\hbar\omega}{2} \varphi_1 = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_z \varphi_1 - \mu H_z \varphi_1 - \mu H_1 \varphi_2; \quad (4)$$

$$i\hbar \frac{\partial \varphi_2}{\partial t} - \frac{\hbar\omega}{2} \varphi_2 = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_z \varphi_2 + \mu H_z \varphi_2 - \mu H_1 \varphi_1.$$

Если ввести спинорную функцию  $\varphi$  то (4) можно записать следующим образом:  $i\hbar \frac{\partial \varphi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_z \varphi - \vec{\mu} \vec{H}(\omega) \varphi$ ,

где  $\vec{H}(\omega)$  имеет компоненты  $H_x = H_1$ ,  $H_y = 0$ ,  $H_z(\omega) = H_2 - \frac{\hbar\omega}{2\mu}$ , и в начальный момент времени функция  $\varphi$  равна

$$\varphi(t_0) = \left\{ \begin{array}{l} \psi_1(t_0) \exp(i \frac{\omega}{2} t_0) \\ \psi_2(t_0) \exp(-i \frac{\omega}{2} t_0) \end{array} \right\}.$$

Таким образом, задача о преломлении нейтронной волны на зависящем от времени магнитном поле свелась к задаче о преломлении волны на постоянном зависящем от частоты  $\omega$  эффективном магнитном поле  $\vec{H}(\omega)$ .

Вследствие полной математической эквивалентности уравнения (4) уравнениям, описывающим движение нейтронов в независящем от времени магнитном поле  $\vec{H}(\vec{r})$ , все выводы относительно законов преломления и зеркального отражения в нем справедливы и при анализе обсуждаемой ситуации с тем, однако, существенным отличием, что показатель преломления и амплитуда отраженной нейтронной волны теперь зависят от частоты внешнего поля  $\omega$ . Особенно интересной оказывается ситуация, когда  $H_2 \gg H_1$ . В этом случае при частоте  $\omega = \frac{2\mu H_2}{\hbar}$  компонента эффективного поля  $H_z$  обращается в ноль, величина эффективного поля  $H(\omega)$  равна  $H_1$  и много меньше величины магнитного поля в отсутствие резонанса. Следовательно, показатель преломления (коэффициент зеркального отражения) резко изменится, например, если ось вращающегося поля магнитное поле  $H_2$  так велико, что нейтроны испытывают от него явление полного отражения, то в условиях резонанса они пройдут через область, занятую магнитным полем. Аналогичным образом и поляризационное состояние пучка нейтронов окажется существенно зависящим от частоты переменного поля.

Пусть теперь нейтроны (электроны и т.д.) падают на монокристалл с поляризованными электронами (ядрами). В этом случае область, занятую кристаллом, можно описать периодическим в пространстве эффективным магнитным полем  $\vec{B}(\vec{r})$ . Если кристалл поместить во внешнее вращающееся электромагнитное поле (или возбудить в нем звуковую волну), то во вращающейся системе возникает периодическое в пространстве зависящее от  $\omega$  поле  $\vec{B}(\vec{r}, \omega)$ . Математическое описание распространения пучка частиц в периодическом поле  $\vec{B}(\vec{r}, \omega)$  полностью эквивалентно

описанию явлений преломления, дифракции и зеркального отражения частиц в монокристаллах без переменного поля [17]. По этой причине и формулы для показателей преломления кристалла, помещенного в переменное поле, в условиях дифракции аналогичны [17].

Хорошо известно, что в условиях дифракции частиц в кристаллах возникает явление аномального прохождения (аномального подавления неупругих процессов, ядерных реакций). В рассматриваемом нами случае вследствие зависимости периодического поля  $\vec{B}(\vec{r}, \omega)$  от частоты внешнего поля возникает зависящий от частоты внешнего поля (электромагнитного, звукового) эффект аномального прохождения частиц через кристаллы. Аналогичным образом существенно зависит от частоты внешнего поля будет и вероятность неупругих процессов и ядерных реакций. Отметим, что зависящий от частоты внешнего поля эффект аномального прохождения и подавления реакций имеет место как для ультрарелятивистской частицы, так и для усредненной по периоду изменения внешнего переменного поля частицы.

Важно подчеркнуть, что как показано в [16], даже в немагнитных неполяризованных кристаллах, помещенных во внешнее магнитное поле, можно наблюдать многочастотную процессию спина нейтрона, а при воздействии на монокристалл переменного внешнего поля (магнитного, звукового) возникает зависящий от частоты поля эффект аномального подавления ядерных реакций, аналогичный разобранному выше [17].

Резкая зависимость показателя преломления от частоты внешнего поля имеет место и при распространении нейтронов через газ, находящийся под воздействием лазерной волны. Квантовая теория этого явления дана в [18].

Возникновение сильной зависимости процесса взаимодействия когерентной волны с веществом, находящимся в поле световой волны, легко может быть понято с классической точки зрения. Лазерная волна, возбуждающая, например, колебательные переходы в молекуле, заставляет колебаться и ядра. В результате линии испускания и поглощения ядер расщепляются на ряд компонент, расстояние между которыми определяется величиной  $\hbar \omega$ . Отсюда, если без поля энергия нейтрона не находится в резонансе с ядром, то в присутствии внешней волны могут

быть выполнены резонансные условия. При этом, если величина эффекта воздействия на рассеянный пучок определяется глубиной поглощения  $L_x = \frac{L}{N\sigma}$ , где  $N$  - число ядер в единице объема,  $\sigma$  - полное сечение поглощения, то воздействие на когерентную волну определяется длиной  $l \sim \frac{l}{kTn-11}$  ( $k$  - волновое число частицы,  $n$  - показатель преломления), которая может быть существенно меньше  $l_x$ .

#### Список литературы

1. Барышевский В.Г. Ядерная оптика поляризованных сред. Минск, Изд-во БГУ им.В.И.Ленина, 1976, с.134.
2. Зарецкий Д.Ф., Ломоносов В.В.- Ядерная физика, 1977, т.26, с.44.
3. Барышевский В.Г. - ДАН БССР, 1979, т.23, вып.12, с.1107.
4. Барышевский В.Г. - ДАН БССР, 1979, т.23, вып.5, с.438.

## ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ НЕЙТРОННЫХ СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР

В. В. Воронов

(ОИЯИ)

В рамках квазичастично-фононной модели ядра рассчитаны нейтронные силовые функции четно-четных и нечетных сферических ядер. Исследована спиновая зависимость  $S$ -волновых нейтронных силовых функций в некоторых ядрах.

The neutron strength functions are calculated in even-even and A-odd spherical nuclei. The spin dependence of s-wave neutron strength functions in some nuclei is investigated.

Одними из важнейших характеристик нейтронных резонансов являются силовые функции, которые в подавляющем большинстве случаев рассчитываются в рамках оптической модели. При этом оптическая модель сталкивается с трудностями при описании силовых функций в минимуме. В последние годы для расчетов силовых функций стали применяться микроскопические методы, например, расчеты в рамках оболочечного подхода к теории ядерных реакций<sup>[1]</sup>. В течение ряда лет в рамках квазичастично-фононной модели ядра<sup>[2]</sup> проведены широкие исследования по фрагментации малоквазичастичных компонент волновых функций при низких, промежуточных и высоких энергиях возбуждения<sup>[3-5]</sup>. Получено довольно хорошее описание нейтронных силовых функций в нечетных деформированных<sup>[3]</sup> и сферических ядрах<sup>[4,6]</sup>. Расчеты силовых функций четно-четных сферических ядер были проделаны в работе<sup>[7]</sup>. Кратко остановимся на полумикроскопическом методе расчета силовых функций.

В случае, когда нейтрон с орбитальным моментом  $l$  поглощается ядром-мишенью со спином  $I_0$ ,  $l$  - волновая нейтронная силовая функция определяется следующим соотношением:

$$S_e^l = \sum_{jj'} g(j) S_e^{jj'}, \quad (I)$$

где  $g(j) = \frac{2j+1}{2(2I_0+1)(2\ell+1)}$  - статистический вес;  $S_e^{jj}$  -  $e$ -силовая функция с данным значением спина компаунд-ядра  $\vec{j} = \vec{I}_0 + \vec{\ell} + \vec{j}_2 = \vec{I}_0 + \vec{j}$  в канале  $j$ ;

$$S_e^{jj} = \frac{\Gamma_{s.p.}^{\circ}}{\Delta E} \sum_{\nu \Delta E} \gamma_{\nu}^2(j). \quad (2)$$

Здесь  $\Gamma_{s.p.}^{\circ}$  - приведенная одночастичная ширина;  $\Delta E$  - интервал усреднения по энергии;  $\gamma_{\nu}^2$  выражается через коэффициенты малоквазичастичных компонент  $\langle 8 \rangle$ , дающих вклад в волновую функцию компаунд-состояния  $\nu$ . Рассмотрим сначала случай  $\mathcal{N}$  - нечетной мишени. Волновые функции мишени и компаунд-ядра имеют следующий вид:

$$\Psi(I_0 M_0) = \alpha_{I_0 M_0}^+ |0\rangle; \quad (3)$$

$$\Psi_{\nu}(JM) = \left\{ \sum_i R_{\nu}(J_i) Q_{J_i M_i}^+ + \sum_{\substack{\lambda_1 i_1 \\ \lambda_2 i_2}} P_{\lambda_2 i_2}^{\lambda_1 i_1} [Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^+ Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^+]_{JM} \right\} |0\rangle_{\lambda} (4)$$

где  $\alpha^+(Q^+)$  - оператор рождения квазичастицы (фонона);  $|0\rangle$  - квазичастичный (фононный) вакуум;  $\nu$  - номер состояния. Тогда

$$\gamma_{\nu}^2(j) = \left| \sum_i R_{\nu}(J_i) \phi_i \right|^2, \quad \phi_i = \sum_n U_{nej} \Psi_{nej}^{J_i} \text{ по } I_0. \quad (5)$$

Здесь  $U_{nej}$  - коэффициенты преобразования Боголюбова;  $\Psi^{J_i}$  - фононные амплитуды, которые находятся при решении уравнений  $RPA$  <sup>12/</sup>;  $nej$  - индексы одночастичных состояний. Более подробное описание этих величин дано в <sup>12, 17</sup>. Из формул (2), (5) видно, что величина  $S_e^{jj}$  зависит от вклада однофононной компоненты  $R_{\nu}(J_i)$  в волновую функцию (4) и от величины фононных амплитуд  $\Psi^{J_i}$ . Эти величины для разных значений  $J$  определяются различными матричными элементами гамильтониана, что может приводить к спиновой зависимости силовых функций. Гамильтониан нашей модели включает среднее поле в форме потенциала Саксона-Вудса, спаривательное взаимодействие, изоскалярные и изовекторные мультипольные и спин-мультипольные силы. Параметры гамильтониана фиксированы по экспериментальным данным для низколежащих состояний и в данной работе взяты такими же, как

в [6, 7]. В случае нечетного компаунд-ядра  $\gamma^2$  выражается через  $i$ -квазичастичные компоненты волновых функций [4, 6]. Для оценки приведенных одночастичных ширин в случае потенциала Саксона-Вудса мы использовали полуэмпирическую формулу из работы [9]. Результаты наших расчетов для  $S'$ -волновых и  $\rho$ -волновых силовых функций и экспериментальные данные, взятые из работ [10, 11], приведены в таблицах 1 и 2 соответственно.

Как видно из таблиц, расчеты довольно хорошо описывают экспериментальные данные и в целом правильно передают зависимость силовых функций от массового числа  $A$ . Для ядер в области  $A \sim 60$  (120) одновременно удается описать максимум  $S(\rho)$ -силовой и минимум  $\rho(S')$ -силовой функций. При этом следует подчеркнуть, что для четно-четных и нечетных ядер использовался единый набор параметров гамильтониана. Этот же набор позволяет получить хорошее описание радиационных силовых функций четно-четных сферических ядер [12].

Таблица I

Ядро	$B_n, \text{МэВ}$	$S'_0 \times 10^4$		Ядро	$B_n, \text{МэВ}$	$S'_0 \times 10^4$	
		экспер.	расчет			экспер.	расчет
$^{54}\text{Cr}$	9,72	$5,03 \pm 2,06$	4,5	$^{96}\text{Mo}$	9,15	$0,48 \pm 0,1$	0,50
$^{55}\text{Cr}$	6,25	$1,8 \pm 1,0$	2,3	$^{97}\text{Mo}$	5,93	$0,7 \pm 0,26$	0,83
$^{57}\text{Fe}$	7,65	$2,6 \pm 0,86$	3,0	$^{98}\text{Mo}$	8,64	$0,37 \pm 0,15$	0,8
$^{59}\text{Ni}$	8,999	$3,1 \pm 0,8$	3,2	$^{99}\text{Mo}$	5,93	$0,7 \pm 0,2$	0,95
$^{61}\text{Ni}$	7,82	$2,4 \pm 0,6$	2,4	$^{117}\text{Sn}$	6,94	$0,26 \pm 0,05$	0,19
$^{62}\text{Ni}$	10,6	$3,0 \pm 0,8$	2,5	$^{119}\text{Sn}$	6,48	$0,4 \pm 0,15$	0,15
$^{63}\text{Ni}$	6,84	$2,9 \pm 0,7$	2,5	$^{121}\text{Sn}$	6,18	$0,08 \pm 0,06$	0,11
$^{76}\text{Ge}$	10,2	$1,5 \pm 0,4$	1,6	$^{123}\text{Sn}$	5,95	$0,4 \pm 0,25$	0,15
$^{75}\text{Ge}$	6,5	$1,3 \pm 0,8$	3,0	$^{125}\text{Te}$	6,58	$0,7 \pm 0,2$	0,2
$^{88}\text{Sr}$	11,1	$0,26 \pm 0,06$	0,88	$^{127}\text{Te}$	6,35	$0,31 \pm 0,1$	0,12
$^{92}\text{Zr}$	8,63	$0,9 \pm 0,3$	0,6				
$^{93}\text{Zr}$	6,76	$1,6 \pm 0,6$	2,0				

Таблица 2.

Ядро $B_n, M_{\text{эВ}}$	$S^+ \times 10^4$		Ядро $B_n, M_{\text{эВ}}$	$S^- \times 10^4$	
	экспер.	расчет		экспер.	расчет
$^{54}\text{Cr}$ 9,72	$0,081 \pm 0,051$	0,08	$^{121}\text{Sn}$ 6,18	$1,1 \pm 0,4$	0,7
$^{55}\text{Cr}$ 6,25	$0,042 \pm 0,024$	0,07	$^{125}\text{Te}$ 6,58	2,0	1,6
$^{57}\text{Fe}$ 7,65	$0,4 \pm 0,2$	0,07	$^{127}\text{Te}$ 6,35	1,64	1,4
$^{59}\text{Ni}$ 8,999	$0,04 \pm 0,03$	0,08	$^{139}\text{Ba}$ 4,72	0,9	1,0
$^{62}\text{Ni}$ 10,6	-	0,1	$^{143}\text{Nd}$ 6,13	$1,0 \pm 0,4$	1,0
$^{63}\text{Ni}$ 6,84	$0,028 \pm 0,013$	0,03	$^{144}\text{Nd}$ 7,82	$1,2 \pm 0,5$	1,6
$^{117}\text{Sn}$ 6,94	1,35	0,9	$^{145}\text{Nd}$ 5,76	$0,9 \pm 0,4$	1,3

Когда  $S^0$  -нейтрон поглощается мишенью с нечетным числом нейтронов со спином  $I_0$ , возбуждаются компаунд-состояния со значениями спинов  $J = I_0 \pm 1/2$ . Нетрудно рассчитать силовые функции  $S^{\pm} = S_0^{I_0 \pm 1/2, 1/2}$ . Результаты расчетов для  $S^{\pm}$  и величины  $\alpha = \frac{S^+ - S^-}{S^+ + S^-}$ , характеризующей спиновую зависимость  $S_0$  при энергии связи нейтрона, приведены в таблице 3.

Таблица 3

Ядро	$S^+ \times 10^4$	$S^- \times 10^4$	$\alpha$
$^{54}\text{Cr}$	4,64	4,37	0,06
$^{62}\text{Ni}$	2,46	2,4	0,025
$^{88}\text{Sr}$	0,7	1,1	-0,44
$^{92}\text{Zr}$	0,65	0,58	0,11
$^{96}\text{Mo}$	0,55	0,42	0,27
$^{98}\text{Mo}$	0,86	0,75	0,24

Как видно из табл. 3, нет существенной разницы между  $S^+$  и  $S^-$ , хотя есть некоторая спиновая зависимость для ядер  $\text{Sr}$  и  $\text{Mo}$ .

На основе известных эксперимен-

тальных данных [13] и теоретических расчетов можно заключить, что для большинства ядер  $S^+ \approx S^-$ . Необходимо дальнейшее исследование спиновой зависимости с лучшей статистикой и в более широкой области массовых чисел. Наиболее вероятно существование спиновой зависимости силовых функций в ядрах с  $N=50, 82$ , в которых наблюдается много нестатистических эффектов.

### Список литературы

1. Сироткин В.К., Адамчук Ю.В. - ЯФ, 1977, т. 26, с. 486.
2. Соловьев В.Г. - ЭЧАЯ, 1978, т.9, с.580.
3. Malov L.A., Soloviev V.G. - Nucl.Phys., 1976, v.A270, p.87.
4. Dambasuren D. et al. - J. Phys.G: Nucl.Phys., 1976, v.2, p.25.
5. Vdovin A.I. et al. - JINR E4-12012, Dubna, 1978.
6. Voronov V.V., Chan Zuy Khuong. - JINR E4-13005, Dubna, 1980.
7. Воронцов В.В. и др. - ЯФ, 1980, т.31, с.327.
8. Соловьев В.Г. - ЭЧАЯ, 1972, т.3, с.770.
9. Vogt E. - Rev.Mod.Phys., 1962, v.34, p.723.
10. BNL-325, 3-Ed. Neutron Cross Section, v.1, 1973.
11. De L., Musgrove A.R et al. - AAEC/E277, 1973; AAEC/E401, 1977; Nucl.Phys. 1976, v.A269, p.408.
12. Soloviev V.G. et al. - Nucl.Phys., 1978, v.A304, p.503.
13. Ласонь Л. и др. - Acta Physica Fclonica, 1977, v.38, p.1009.

## ОБ ОТЛИЧИЯХ НЕЙТРОННЫХ СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ ДЛЯ ОСНОВНЫХ И ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР

А.В.Игнатюк, В.П.Луцев

(ФЭИ)

В рамках обобщенной оптической модели рассмотрены отличия нейтронных силовых функций и соответствующих коэффициентов прилипания для основных и первых возбужденных состояний четно-четных ядер.

The differences between the neutron strength functions also as the transmission coefficients for the ground and the first excited states of even nuclei are investigated in frame of the coupled-channel optical model.

При анализе функций возбуждения различных реакций, протекающих через стадию составного ядра, широко используются соотношения статистической теории ядерных реакций. В области дискретного спектра уровней конкурирующих каналов распада составного ядра эти соотношения хорошо известны как формулы Хаузера-Фешбаха-Молдауера [1]. Основной компонентой таких формул являются коэффициенты прилипания для возбужденных состояний ядра, характеризующие вероятность захвата испускаемой возбужденным ядром частицы в обратной реакции. При практических расчетах эти коэффициенты, как правило, отождествляют с коэффициентами прилипания для основных состояний ядер и описания экспериментальных данных добиваются уже на основе такой замены. В данной работе мы хотим обратить внимание на существование определенных различий в величине соответствующих коэффициентов прилипания и на необходимость учета таких различий при анализе низкоэнергетических участков наблюдаемых функций возбуждения.

Для описания полных сечений взаимодействия нейтронов с ядрами, так же как для анализа интегральных и дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов, в последние годы успешно привлекается обобщенная оптическая модель [2]. В этой модели каналы, сильно связанные с каналом упругого рассеяния, рассматриваются явно, тогда как мнимая часть опти-

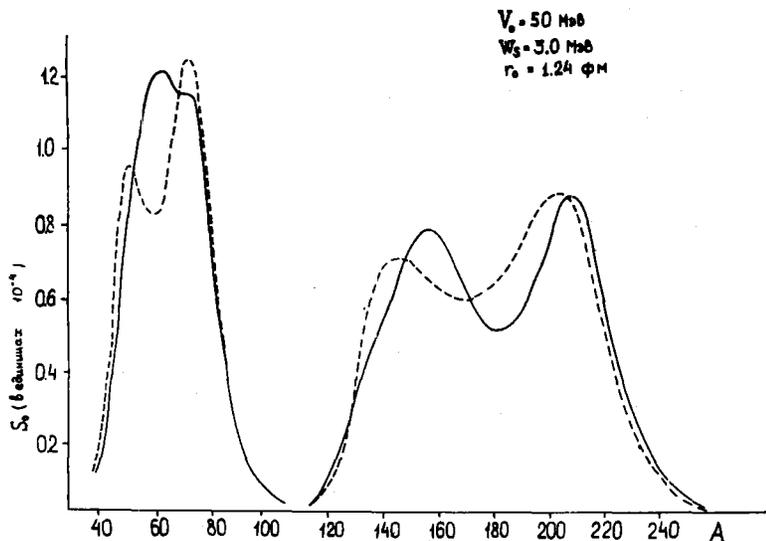
ческого потенциала используется для параметризации влияния многочисленных менее существенных каналов реакции.

В рамках такой модели в качестве входного можно взять любой из связанных каналов и проследить возникающие при этом изменения в коэффициентах прилипания. Такая возможность отмечалась уже в ранних работах по обобщенной оптической модели [3], но детальное рассмотрение соответствующих изменений не проводилось.

Эффекты сильной связи весьма отчетливо проявляются в нейтронных силовых функциях, анализ которых в рамках несферической оптической модели обсуждался многими авторами [2,3]. Было показано: для описания наблюдаемых величин необходимо учесть, главным образом, связь канала упругого рассеяния с каналами, соответствующими возбуждению нижайших коллективных уровней ядер. Если ограничиться рассмотрением аналогичных каналов и для взаимодействия нейтрона с возбужденным ядром, то вычисления коэффициентов прилипания для возбужденного ядра могут быть выполнены на основе существующих программ по обобщенной оптической модели [2+4] при учете в них требуемого переопределения входного канала.

Общие закономерности поведения нейтронных силовых функций для различных каналов рассеяния можно исследовать с помощью достаточно простой модели связанных каналов [5], в которой оптический потенциал взят в виде прямоугольной ямы. Для такого потенциала система связанных дифференциальных уравнений сводится к системе линейных алгебраических уравнений, и в случае простой схемы связи каналов выражение для коэффициентов прилипания или соответствующих силовых функций может быть записано в явной форме [5]. Мы использовали такую модель для расчета зависимости силовых функций  $s$ -нейтронов от массового числа и результаты этих расчетов представлены на рисунке.

Сплошными кривыми показаны силовые функции для основных состояний ядер и пунктиром — для первого  $2^+$ -уровня. Для ядер с  $A < 120$  принималась вибрационная схема связи каналов, в рамках которой учитывалась связь основного  $0^+$ -состояния с первым  $2^+$ -уровнем и двухфононным триплетом  $0^+, 2^+, 4^+$ , а для ядер с  $A > 120$  рассматривалась эквивалентная ротационная схема связи.



Приведенные силовые функции  $S$  - нейтронов для основных (сплошные кривые) и возбужденных (пунктир) состояний ядер.

Для упрощения задачи в расчетах не учитывалось спин-орбитальное расщепление каналов и оптический потенциал для всей области массовых чисел был взят в единой параметризации.

Различия в величине нейтронных силовых функций для основных и возбужденных состояний ядер являются прямым отражением отличий геометрических факторов, определяющих матричные элементы связи рассматриваемых каналов реакции. Для возбужденного ядра связь каналов оказывается эффективно более сильной, чем для основного, и зависимость силовых функций от массового числа соответствует как-бы большей деформации оптического потенциала. Естественно, что все качественные эффекты, полученные для упрощенной модели связанных каналов, проявляются и в расчетах с более реалистическим оптическим потенциалом.

В качестве примера таких расчетов в таблице представлены результаты вычислений коэффициентов прилипания  $s$ - и  $p$ -нейтронов для некоторых характерных ядер. Параметры оптического потенциала были взяты на основе рекомендаций работы [6], и учитывалась только связь основного  $S^+$ -состояния с ближайшим виртуальным  $S^+$ -уровнем.

Коэффициенты проникаемости  $s$ -и  $p$ -нейтронов для энергий 0,1 и 1,0 МэВ

Я д р а	$E_{n_2}$ (МэВ)	Состо- яние	$T_{01/2}$	$T_{11/2}$	$T_{13/2}$
$^{56}\text{Fe}$	0,1	Осн.	0,526	0,0135	0,0130
	$E_{2^+}=0,845$ МэВ	Возб.	0,742	0,0086	0,0074
	$E_{4^+}=2,08$ МэВ	Осн.	0,832	0,156	0,140
	$\beta_2=0,24$	Возб.	0,735	0,113	0,110
$^{92}\text{Zr}$	0,1	Осн.	0,089	0,143	0,282
	$E_{2^+}=0,93$ МэВ	Возб.	0,068	0,074	0,164
	$E_{4^+}=1,496$ МэВ	Осн.	0,215	0,946	0,946
	$\beta_2=0,13$	Возб.	0,180	0,758	0,873
$^{148}\text{Sm}$	0,1	Осн.	0,815	0,044	0,025
	$E_{2^+}=0,55$ МэВ	Возб.	0,588	0,023	0,016
	$E_{4^+}=1,18$ МэВ	Осн.	0,929	0,251	0,175
	$\beta_2=0,14$	Возб.	0,768	0,176	0,142

Из приведенных результатов можно видеть, что при небольших энергиях налетающих нейтронов ( $\sim 0,1$  МэВ) в поведении коэффициентов прилипания  $s$ -нейтронов отражаются те же особенности, что и в рассмотренных ранее силовых функциях упрощенной модели. Коэффициенты прилипания для возбужденных состояний возрастают в области  $3s$ -резонанса ( $^{56}\text{Fe}$ ) и убывают в области минимума силовой функции ( $^{92}\text{Zr}$ ). Ядро  $^{148}\text{Sm}$  попадает на склон  $4s$ -резонанса, и для него также имеет место уменьшение коэффициента прилипания. Коэффициенты прилипания  $p$ -нейтронов демонстрируют аналогичные изменения, но в этом случае все рассмотренные ядра попадают в области мини-

мумов силовой функции  $p$  - волны. При энергиях нейтронов выше 1 МэВ различия в коэффициентах прилипания для основных и возбужденных состояний ядер заметно сглаживаются.

Рассмотренные эффекты должны проявляться в околопороговых участках функций возбуждения нижайших уровней ядер в реакциях неупругого рассеяния и радиационного захвата нейтронов. Традиционная процедура отождествления коэффициентов прилипания для основных и возбужденных состояний ядер может определенным образом исказить результаты анализа таких данных, и эти искажения могут оказаться весьма значительными в области максимума соответствующих силовых функций. Поэтому включение обсуждаемых эффектов в описание наблюдаемых данных, хотя и приводит к усложнению анализа, но, по-видимому, является неизбежным при рассмотрении достаточно прецизионных экспериментов.

#### Список литературы

1. Hauser W., Feshbach H.-Phys.Rev., 1951, v.82, p. 690.  
Moldauer P.-Rev.Mod.Phys. 1964, v. 36, p.1079.
2. Tamura T.-Rev.Mod.Phys., 1965, v.37, p. 679.
3. Dunford Ch. et al.-Phys.Rev., 1969, v.177, p. 1395.
4. Игнатюк А.В. и др. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы. М., ЦНИИатоминформ, 1974, в. 13, с. 59.
5. Pinent G., Zardi F.-Nuovo Cim., 1968, v.53B, p. 1142.
6. Delaroche J.P. et al.-Use of Nuclear Theory in Neutron Nuclear Data Evaluation. (Proc. Meetings in Trieste, December, 1975). IAEA, Vienna, 1976, v.1, p. 251.

ПЛОТНОСТЬ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ  
И ДРУГИЕ ДАННЫЕ О ПЛОТНОСТИ УРОВНЕЙ ЯДЕР

А.В. Игнатюк, К.К. Истеков, В.М. Куприянов, Г.Н. Смиренкин

(ФЭИ)

Анализируется согласованность различных систематик плотности нейтронных резонансов с данными, извлекаемыми из спектров неупругого рассеяния, спектров нейтронов деления, из группировки резонансов подбарьерного деления трансураниевых ядер и энергетической зависимости делимости доактинидных ядер. Показана важная роль коллективных эффектов в интерпретации рассмотренной совокупности данных.

Consistency of experimental and theoretical information on the level density parameters is analyzed. Different systematics of the neutron resonance density are compared with data, extracted from the neutron evaporation spectra and the neutron spectra of fission products, from intermediate structure of the subthreshold fission cross section for actinides and the energy dependency of the fission probability for pre-actinide nuclei. An important role of the collective effects in description of available data is shown.

При статистическом описании различных процессов, связанных с образованием и распадом составного ядра, одной из важнейших характеристик является плотность возбужденных состояний ядра. При анализе и систематике соответствующих экспериментальных данных наиболее часто используется модель ферми-газа [1-3]. Соотношения этой модели достаточно просты, что, по-видимому, служит основным аргументом ее широкого распространения. Однако традиционная модель ферми-газа не учитывает целый ряд весьма важных свойств ядер, обусловленных, с одной стороны, существованием значительных оболочечных неоднородностей в спектре одночастичных уровней и, с другой стороны, сильным влиянием на статистические свойства ядер корреляционных эффектов сверхпроводящего типа и когерентных эффектов коллективной природы. Последовательное описание всех таких эффектов удается достичь на основе микроскопических подходов [4,5], однако, строгие микроскопические методы вычисления плотности уровней

оказываются очень трудоемкими для многих практических расчетов.

Феноменологическая систематика плотности уровней возбужденных ядер достаточно простая и удобная для практических приложений, но в то же время учитывающая все отмеченные выше эффекты, была построена в работе [6]. Для описания зависимости плотности уровней от энергии возбуждения  $U$  и углового момента  $J$  в ней использовано соотношение:

$$\rho(U, J) = \rho_{\text{БКМ}}(U, J) k_{\text{rot}}(U) k_{\text{vibr}}(U) \quad (I)$$

где  $k_{\text{rot}}$  и  $k_{\text{vibr}}$  - коэффициенты ротационного и вибрационного увеличения плотности уровней и  $\rho_{\text{БКМ}}$  - плотность внутренних неколлективных возбуждений, определенная на основе соотношений сверхтекучей модели ядра. Число параметров, характеризующих возбужденное ядро, остается при этом таким же, как и в модели ферми-газа. Полученная в рамках данного подхода из анализа плотности нейтронных резонансов величина отношения параметра плотности уровней  $\Omega$  к массовому числу показана на рис. I. Для сравнения в верхней части рисунка представлены аналогичные величины, найденные при анализе нейтронных резонансов на основе соотношений традиционной модели ферми-газа. На первый взгляд может показаться, что обе представленные на рис. I систематики резонансных параметров равноправны, так как они дают примерно одинаковое описание плотности уровней при энергиях возбуждения, близких к энергии связи нейтрона. Однако эти описания достигнуты при различных абсолютных значениях параметра плотности уровней, так как учет коллективных эффектов заметно уменьшает величину  $\Omega$ . Такое уменьшение представляется весьма важным, так как оно устраняет целый ряд противоречий, существовавших в результатах анализа различных источников информации о плотности уровней ядер.

На рис. I наряду с резонансными данными приведены также теоретические значения параметра  $\Omega$ , рассчитанные для потенциала Вудса-Саксона [6], а также экспериментальные значения, извлекаемые из анализа спектров нейтронов деления [7] и спектров неупругого рассеяния нейтронов с начальной энергией до 8 МэВ [8]. Отчетливо видно систематическое расхождение величин при анализе в модели ферми-газа (верхняя часть рисунка) и устранении разногласий при использовании более строгого опи-

сания. К сожалению, к данному рассмотрению тяжело привлечь информацию, извлекаемую из испарительных спектров при более высоких энергиях налетающих частиц, так как такие спектры искажены процессами неравновесного распада составного ядра, и возможности описания неравновесных процессов заметно отражаются на искомыми характеристиках статистической компоненты спектров.

Для проверки различных систематики плотности уровней значительный интерес представляют данные при энергиях возбуждения, заметно отличающихся от энергии связи нейтрона. К сожалению, такая информация весьма скудна. Прямой счет числа низлежащих уровней дает пока очень ограниченные и недостаточно надежные для статистического анализа данные [9]. Перспективным направлением в плане подобных исследований является анализ совокупности данных о плотности уровней трансурановых ядер во "второй яме", т.е. при деформациях, соответствующих изомерам форм. На рис.2 приведены экспериментальные данные [9] о плотности уровней в первой  $\rho_1(B_n, 0)$  и второй  $\rho_2(B_n - E_x, 0)$  "потенциальных ямах", где  $E_x$  — разница в глубине ямы. Выше представлены данные для близких по  $Z$  и  $N$  ядер  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{240}\text{Pu}$ , отличающихся плавным образом лишь четностью числа нуклонов. Видно, что это различие проявляется регулярно при обеих деформациях формы ядра. В верхней части рис.2 приведена более широкая совокупность имеющихся данных, в которых четно-нечетные различия устранены сдвигом энергии возбуждения на величину корреляционной функции  $\Delta_0 = 0,65$  МэВ для нечетных ядер и удвоенную величину для нечетно-нечетных ядер, при этом для упрощения анализа во всех ядрах принималось значение  $E_{\text{II}} = 2,3$  МэВ. Представленные на рис.2 экспериментальные данные о плотности уровней для обоих классов состояний достаточно хорошо согласуются с теоретической кривой, полученной с учетом оболочечных, сверхтекучих и коллективных эффектов. Следует заметить, что описание данных о плотности уровней во второй яме можно было бы достичь и на основе модели ферми-газа, но при этом потребовалось бы на 0,5 МэВ меньшее значение  $E_{\text{II}}$ , что находится в противоречии с другими данными об энергии спонтанноделящихся изомеров.

Соотношение (I) предсказывает существенные изменения плотности уровней при переходе от сферических ядер, для кото-

рых  $k_{rot} = 1$ , к деформированным, у которых величина  $k_{rot}$  оказывается весьма значительной ( $\sim 50 \div 150$ ). Этот эффект проявляется, по-видимому, наиболее отчетливо при анализе делимости сферических и деформированных доактинидных ядер. Величина делимости  $P_f$  в надпороговой области практически всецело определяется отношением плотности уровней делительного и нейтронного каналов, и сферические ядра ( $k_{rot} = 1$ ) по сравнению с деформированными ( $k_{rot} \gg 1$ ) будут характеризоваться более высокой и быстро растущей делимостью. На рис. 3 представлены низкоэнергетические участки наблюдаемой делимости наиболее типичных представителей сферических и деформированных ядер [10]. Для каждого из ядер приведены две расчетные кривые, одна из которых соответствует предположению  $k_{rot} = 1$ , а другая -  $k_{rot} = \bar{J}_1^n t^n$ , где  $\bar{J}_1$  и  $t$  - момент инерции и температура ядра в соответствующем канале. Перемещение экспериментальных точек с верхней кривой для сферических ядер, наиболее близких к замкнутой оболочке  $Z = 82$ ,  $N = 126$ , на нижнюю при переходе к деформированным ядрам ( $^{188}\text{Os}$ ,  $^{189}\text{Ir}$ ,  $^{227}\text{Ra}$ ), расположенным по обе стороны от области  $A \approx 208$ , представляет собой яркую демонстрацию влияния коллективных эффектов в плотности уровней. Как показано в работе [10], пренебрежение такими эффектами неизбежно ведет к искажению извлекаемых из анализа величин барьеров деления, которые оказываются в противоречии с другими способами определения высоты барьеров деления.

Мы рассмотрели только несколько характерных примеров, демонстрирующих проявление ряда наиболее важных особенностей поведения плотности уровней возбужденных ядер. В целом можно сказать, что необходимость использования для анализа и систематики экспериментальных данных более последовательных, но неизбежно и более сложных, чем ферми-газ, моделей кажется сегодня почти очевидной. Оправданием усложнений анализа является взаимосогласованность извлекаемых параметров, характеризующих разнообразную экспериментальную информацию о статистических свойствах ядер в широком диапазоне энергий возбуждения, и тесная взаимосвязь используемых теоретических представлений с моделями, привлекаемыми для описания структуры низколежащих состояний ядер. Для дальнейшей критической проверки современных теоретических представлений о свойствах высоковозбуж-

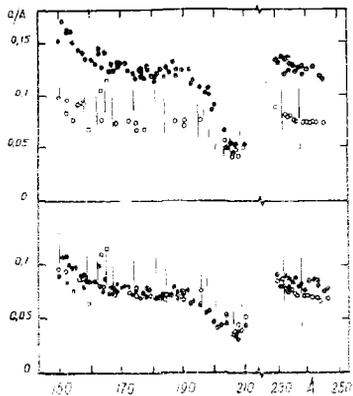


Рис.1. Сравнение параметров плотности уровней  $a$ , полученных из анализа плотности нейтронных резонансов  $\bullet$ , с результатами теоретических расчётов  $\circ$  и экспериментальными данными из спектров нейтронов деления  $\square$  и спектров неупругого рассеяния нейтронов  $\triangle$ . Верхняя часть рисунка демонстрирует результаты анализа резонансов в модели ферми-газа, нижняя - с учётом сверхтекучих и коллективных эффектов [6]

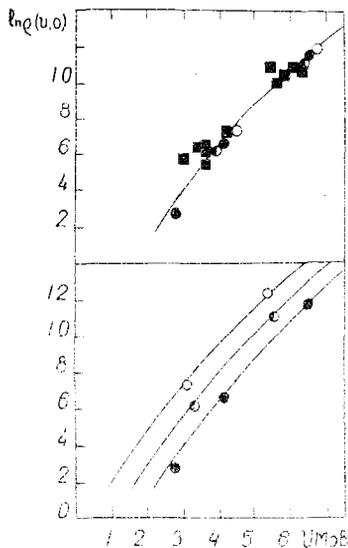


Рис.2. Энергетическая зависимость плотности уровней из данных по промежуточной структуре сечений деления актинидов в подпороговой области. В нижней части рисунка показана наблюдаемая плотность резонансов для ядер:  $^{238}\text{Np}$  -  $\circ$ ,  $^{239}\text{Pu}$  -  $\bullet$ ,  $^{240}\text{Pu}$  -  $\bullet$ ; в верхней части - с учётом сдвига на чётно-нечётные различия и добавлением данных по другим ядрам -  $\blacksquare$

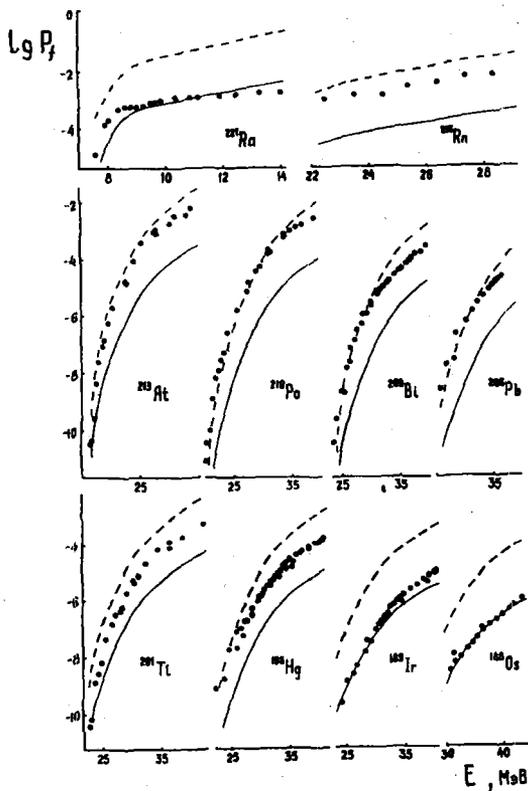


Рис.3. Делимость некоторых доактинидных ядер при энергиях возбуждения, близких к порогу. Кривыми показаны результаты расчётов: ---- при  $k_{rot} = 1$ ; — при  $k_{rot} = F_1^n t^n$ ; ● — экспериментальные данные, полученные в различных реакциях [10].

денных ядер необходимо улучшение качества и расширение объема экспериментальной информации о характеристиках различных каналов распада составного ядра. В частности, значительный интерес представили бы систематические данные об асимптотической величине параметра плотности уровней, а также информация о затухании коллективных эффектов в высоковозбужденном ядре.

#### Список литературы

1. Gilbert A., Cameron A.-Canad. J. Phys. 1965, v.43, p. 1446.
2. Малышев А.В. Плотность уровней и структура атомных ядер. Атомиздат, 1969.
3. Dilg W. et al.-Nucl.Phys., 1973, A217, 269.
4. Вдовин А.И. и др.-ЭЧАМ. 1976, 7, 952.
5. Ignatyuk A.V.-Nuclear Theory in Neutron Data Evaluation (Proc. Meetings in Trieste, December 1975). IAEA, Vienna, 1976, v.1, p.211.
6. Игнатьук А.В. и др.-ЯФ, 1979, 29, 875.
7. Lang D.-Nucl.Phys., 1964, 53, 113.
8. Batchelor R. et al.-Nucl. Phys., 1965, 65, 236.  
Owens R., Towle J.-Nucl. Phys., 1968, A112, 337.
9. Куприянов В.И., Смиренкин Г.Н. Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы. Атомиздат, М., 1980, вып. 36.
10. Игнатьук А.В. и др.-ЯФ, 1979, 30, 1205.

О РАЗЛИЧИЯХ ПАРАМЕТРОВ ДИНАМИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ  
В РЕАКЦИЯХ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ И НЕЙТРОНОВ

А.И. Блохин, А.В. Игнатюк, В.П. Лунев

(ФЭИ)

Показана возможность объяснения в рамках самосогласованного микроскопического подхода различий параметров динамической деформации, характеризующих сечение прямого возбуждения низколежащих коллективных уровней при рассеянии разных частиц.

The differences between quadrupole deformation parameters derived from proton and neutron scattering experiments are analysed in the random phase approximation with selfconsistent definition of the effective residual forces.

Реакция прямого неупругого рассеяния является эффективным методом исследования коллективных свойств ядерных уровней, и к настоящему времени с помощью этой реакции накоплена весьма многочисленная экспериментальная информация о параметрах деформации низколежащих состояний ядер. Так как различные частицы по-разному взаимодействуют с изоскалярными и изовекторными компонентами ядерного и кулоновского полей, то можно ожидать, что при рассеянии электронов, нуклонов или  $\alpha$ -частиц параметры деформации окажутся несколько отличающимися. Анализ ожидаемых различий параметров динамической деформации при возбуждении первых  $2^+$ -уровней четно-четных ядер протонами и нейтронами, так же как отличие этих параметров от аналогичных характеристик электромагнитных переходов, проводился в работах [1]. Авторами этих работ было показано, что ожидаемые отличия можно описать на основе микроскопического подхода с помощью соответствующих эффективных зарядов, характеризующих поляризацию ядерного остова. Предсказанные различия ядерных и электромагнитных параметров деформации получили убедительное подтверждение в результатах прецизионных экспериментальных исследований неупругого рассеяния протонов и нейтронов на наиболее характерных околomagических ядрах [2].

В данной работе мы хотим показать возможность описания наблюдаемых эффектов в рамках микроскопического подхода, не требующего привлечения каких-либо эффективных зарядов.

При анализе сечений прямого неупругого рассеяния форм-фактор соответствующих переходов как в борновском приближении искаженных волн, так и в методе связанных каналов обычно представляют в виде:

$$F_{\lambda}^{\tau}(r) = \frac{\beta_{\lambda} R_0}{\sqrt{2\lambda+1}} \frac{dV_{\tau}(r)}{dr}, \quad (1)$$

где  $V_{\tau}(r)$  - потенциал оптической модели для соответствующей частицы  $\tau$ ;  $R_0$  - радиус ядра и  $\beta_{\lambda}$  - параметр динамической деформации заданной мультипольности  $\lambda$ . В рамках микроскопического описания аналогичный форм-фактор определяется соотношением

$$F_{\lambda}^{\tau}(r) = \sum_{\tau'} \int V(r, \tau; r', \tau') \rho_{\lambda}^{\tau'}(r') r'^2 dr', \quad (2)$$

где  $V(x, x')$  - мультипольная компонента эффективного взаимодействия налетающей частицы с ядром и  $\rho_{\lambda}^{\tau'}(r')$  - переходная плотность для рассматриваемого возбуждения ядра. Различные формулировки микроскопического подхода отличаются главным образом выбором эффективных сил, используемых для вычисления переходной плотности и форм-фактора прямых переходов. Соответствующие вычисления значительно упрощаются, если эффективное взаимодействие нуклонов представить в виде сепаратных мультипольных сил. В рамках такого подхода удается достаточно хорошо описать как основные закономерности изменения энергии нижайших коллективных состояний ядер, так и интенсивность соответствующих электромагнитных переходов [3,4]. Для выбора форм-факторов эффективных мультипольных сил и определения необходимых силовых констант целесообразно привлечь условия согласования [4,5]. Для изоскалярной, изовекторной и кулоновской компонент дипольных сил такой подход детально обсуждался в работе [6], и нетрудно написать аналогичные выражения для эффективных сил и переходов иной мультипольности. Можно показать, что при такой параметризации сил форм-факторы интересующих нас переходов (2) имеют тот же вид, что и в феноменологической коллективной модели (1), а параметры

динамической деформации  $\beta_\lambda^{\tau}$  определяются соотношениями, подобными соотношениям для приведенной вероятности электромагнитных переходов [6].

Представленные ниже расчеты были выполнены для потенциала среднего поля с одинаковыми геометрическими параметрами изоскалярной и изовекторной компонент:  $V_0 = 53,3$  МэВ,  $\eta = 0,63$ ;  $R_0 = 1,24 A^{1/3}$  фм,  $a = 1,587$  фм<sup>-1</sup> [7]. При таком выборе форм-факторы изоскалярной и изовекторной компонент мультиполь-мультипольных сил имеют одинаковый вид, и отношение соответствующих силовых констант  $\chi_0$  и  $\chi_1$  в квазиклассическом приближении определяется глубиной изовекторного потенциала ( $\eta = \chi_1 / \chi_0$ ) [6]. Следует однако заметить, что оболочечные эффекты могут приводить к некоторому отличию величины констант от квазиклассической оценки, и эти отличия оказываются достаточно важными при конкретных расчетах [6]. При проведении расчетов с теоретическими значениями силовых констант очень важно также обеспечить полноту спектра соответствующих частично-дырочных переходов. Так как многие из таких переходов попадают в область непрерывного спектра, то такая задача является далеко не простой, и ее наилучшим решением, по-видимому, является переход к координатному представлению [8]. В данных расчетах, однако, мы использовали более грубое приближение и заменяем непрерывный спектр набором квазидискретных уровней, полнота которого контролировалась по правилу сумм [9].

Результаты расчетов параметров квадрупольной деформации  $\beta_n$  и  $\beta_p$ , характеризующих форм-факторы прямого возбуждения первых  $2^+$ -уровней четно-четных ядер при неупругом рассеянии нейтронов и протонов соответственно, представлены в табл. I. Здесь также приведена компиляция имеющихся экспериментальных данных [2]. Приведенные расчеты достаточно хорошо воспроизводят различие "нейтронных и протонных" параметров квадрупольной деформации для ядер с замкнутой нейтронной или протонной оболочкой, хотя и несколько хуже описывают абсолютную величину наблюдаемых параметров. Следует отметить, что аналогичные расхождения с экспериментом проявлялись и в результатах других авторов при расчетах приведенных вероятностей электромагнитных переходов [3]. Эти расхождения,

Таблица I

Параметры первых  $2^+$ -уровней околomagических ядер

Ядро	Эксперимент 2			Т е о р и я			
	$E_{2^+}$	$\beta_n$	$\beta_p$	$\beta_n/\beta_p$	$\beta_n$	$\beta_p$	$\beta_n/\beta_p$
$^{88}\text{Sr}$	1,84	0,133	0,110	1,21	0,182	0,164	1,11
$^{90}\text{Zr}$	2,18	0,085	0,070	1,21	0,161	0,151	1,07
$^{92}\text{Mo}$	1,54	0,099	0,080	1,24	0,167	0,153	1,09
$^{114}\text{Sn}$	1,30				0,131	0,147	0,89
$^{116}\text{Sn}$	1,29	0,120	0,133	0,90	0,137	0,150	0,91
$^{118}\text{Sn}$	1,23	0,109	0,134	0,81	0,142	0,153	0,93
$^{120}\text{Sn}$	1,17	0,106	0,119	0,90	0,143	0,150	0,95
$^{122}\text{Sn}$	1,14	0,100	0,112	0,90	0,134	0,144	0,93
$^{124}\text{Sn}$	1,13	0,092	0,108	0,85	0,127	0,133	0,96
$^{208}\text{Pb}$	4,07		0,058		0,076	0,086	0,88

по-видимому, обусловлены как отмеченными выше погрешностями моделирования переходов в области непрерывного спектра, так и упрощенной формой представления эффективных сил. В частности, следует ожидать, что величина параметров деформации несколько уменьшится при включении в рассмотрение взаимодействия в канале частица-частица [10], а также при выходе за рамки используемого гармонического приближения. Недостатки гармонического приближения особенно очевидны для ядра  $^{90}\text{Zr}$ , в котором спектр низколежащих коллективных состояний весьма далек от последовательности уровней идеального вибратора. Чтобы несколько скомпенсировать недостатки модели, константа изоскалярных сил варьировалась в небольших пределах в различных вариантах расчетов, и в табл. I приведены результаты для значений константы, обеспечивающих совпадение теоретического и экспериментального положения уровней. При уменьшении константы описание абсолютных величин параметров деформации улучшается, но отношение  $\beta_n/\beta_p$  изменяется весьма незначительно.

Рассмотренный подход позволяет также определить параметры динамической деформации для высокоэнергетической ветви коллективных возбуждений ядер - гигантских резонансов. Результаты таких расчетов для нескольких ядер представлены в табл. 2,

где приведены также имеющиеся экспериментальные данные о положении изоскалярного квадрупольного резонанса и параметрах деформации, найденных из данных по рассеянию электронов или протонов  $\langle II \rangle$ . Можно видеть, что при возбуждении гигантских резонансов различными частицами следует ожидать отличия параметров динамической деформации по абсолютной величине примерно также же, как и для низколежащих состояний, но знак эффекта может быть другим.

Отличие параметров деформации должно проявляться также и при сопоставлении данных по рассеянию протонов и  $\alpha$ -частиц. Для  $\alpha$ -частиц ожидаемая величина параметров равна  $\beta_{\alpha} = (\beta_n + \beta_p)/2$ , т.е. различие параметров будет в два раза меньшим. Аналогичные эффекты будут проявляться также при возбуждении коллективных состояний более высокой мультипольности, и экспериментальные исследования таких эффектов представляют значительный интерес для уточнения наших представлений о структуре атомных ядер.

Таблица 2  
Параметры изоскалярного квадрупольного резонанса

Яд-ро	Эксперимент $\langle II \rangle$		Т е о р и я			
	$E_{гиг}$	$\beta$	$E_{гиг}$	$\beta_n$	$\beta_p$	$\beta_n/\beta_p$
$^{90}\text{Zr}$	14,0	0,115	12,3	0,125	0,127	0,98
$^{120}\text{Sn}$	13,5	0,119	12,9	0,088	0,070	1,25
$^{208}\text{Pb}$	10,5	0,082	9,6	0,080	0,077	1,04

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Brown V.R., Madsen V.A. - Phys.Rev., 1975, v.C12, p.1298; Madsen V.A. et al. - Phys.Rev., 1975, v.C12, p.1205.
2. Haouat G. - In: Proc. Second Intern. Symp. on Neutron Induced Reactions. Smolenice, 1979.
3. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. Наука, М., 1971.
4. Бор О., Мотгельсон Б. Структура атомного ядра. Мир, М., 1977, т.2.
5. Пятов Н.И. - Препринт ОИЯИ Р4-8208; Р4-8380. Дубна, 1974.
6. Базнат М.И. и др. - ЯФ, 1979, т.30, с.949.
7. Челурнов В.А. - ЯФ, 1967, т.6, с.955.
8. Саперштейн Э.Е. и др. - Препринт ИАЭ-2580, М., 1976.
9. Блохин А.И., Проняев В.Г. - ЯФ, 1979, т.30, с.1258.
10. Дамбусарен Д. и др. - Изв. АН СССР, сер. физ. 1977, т.40, с.2185.
11. Bertrand F. - Ann. Rev. Nucl. Sci., 1976, v.26, p.427.

ПРИМЕНЕНИЕ ОБОЛОЧЕЧНОГО ПОДХОДА К ОПИСАНИЮ  
ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ. (Обзор)

Д.Ф. Зарецкий, В.К. Сироткин  
(ИАЭ им. И.В.Курчатова, МИФИ)

Оболочечный подход применяется для описания фотонейтронных реакций. На основе этого подхода дается интерпретация эффекта усиления несохранения четности в процессе радиационного захвата нейтронов. Предложен метод описания спектра фотонейтронов в районе гигантского дипольного резонанса.

The shell-model approach is applied to the description of the photoneutron reactions. On the basis of this approach the interpretation of the strengthening of the parity nonconservation effect in the slow neutron photoabsorption is given. The photoneutron spectrum calculation method in the vicinity of the giant dipole resonance is discussed.

При анализе фотонейтронных реакций необходимо учитывать два обстоятельства. С одной стороны, оператор электромагнитного взаимодействия является одночастичным. С другой стороны, в случае фотонейтронных реакций возбуждаются уровни компаунд-ядра, имеющие очень сложную многочастичную природу. Наиболее последовательно связь простых конфигураций с уровнями компаунд-ядра удается проследить в рамках оболочечного подхода к теории ядерных реакций [1, 2] с использованием формализма функции Грина [3]. Такой подход оказался плодотворным при анализе фотоядерных реакций [4, 5]. В обзоре будут изложены основные принципы применения оболочечного подхода к теории фотонейтронных реакций и обсуждены пути его дальнейшего развития.

Сечение фотопоглощения определяется мнимой частью поляриационного оператора  $P(\omega)$  [3-5]:

$$P(\omega) = \text{Im} \left( \text{---} \circ \text{---} \right) = (vA(\omega)V(\omega)), \quad (I)$$

где  $\nu$  и  $V(\omega)$  - оператор и вершина для соответствующего мультипольного перехода;  $A(\omega)$  - интеграл от произведения двух одночастичных функций Грина. Вершина  $V(\omega)$  определяется из решения уравнения теории конечных ферми- систем [3].

В отличие от обычного подхода, принятого в теории конечных ферми - систем, при вычислении поляризационного оператора необходимо учитывать влияние уровней компаунд - ядра. Возбуждение многочастичных конфигураций приводит к появлению полюсных особенностей как в величине  $A(\omega)$ , так и в неприводимой амплитуде рассеяния квазичастиц. Как показано в работе [5], вклад второго слагаемого в вероятность образования уровней компаунд - ядра мал и им можно пренебречь. Для выяснения вклада уровней составного ядра в величину  $A(\omega)$  необходимо найти одночастичную функцию Грина  $G(E)$ , которая является решением уравнения Дайсона [1, 2]:

$$G(E) = G_0(E) + G_0(E) \Sigma(E) G(E), \quad (2)$$

где  $G_0(E)$  - одночастичная функция Грина в модели оболочек;  $\Sigma(E)$  - неприводимая собственно энергетическая часть, связанная с остаточным двухчастичным взаимодействием.

Точное вычисление характеристики конкретных уровней компаунд- ядра в настоящее время является нереальной задачей. Поэтому в рамках оболочечного подхода вычисляются величины, усредненные по большому числу уровней компаунд - ядра. Усредненная по энергии величина  $\Sigma(E)$  обычно задается феноменологически. Мнимая часть  $\Sigma(E)$  определяет ширину одночастичных состояний  $\Gamma_s(E)$ , связанную с образованием компаунд - ядра. В рамках такого подхода в работе [4] было вычислено сечение дипольного фотопоглощения, а в работе [5] средняя радиационная ширина уровней компаунд - ядра.

Для того чтобы определить спектр фотонейтронов, отметим, что мнимая часть поляризационного оператора ( $I$ ) может быть связана как с мнимой частью  $G_0(E)$ , так и с мнимой частью  $\Sigma(E)$ . Первый механизм соответствует прямому распаду частично - дробного состояния. Второй механизм соответствует испусканию нейтронов после образования уровней компаунд-ядра.

Поэтому спектр фотонейтронов  $S_n(\epsilon)$  можно представить в виде двух слагаемых, соответствующих каждому механизму:

$$S_n(\epsilon) = \frac{N_d(\epsilon) + N_c(\epsilon)}{\omega - B_n} \int_0^\epsilon d\epsilon' [N_d(\epsilon') + N_c(\epsilon')] , \quad (3)$$

где  $N_d(\epsilon)$  и  $N_c(\epsilon)$  - интенсивность нейтронов, испущенных прямым образом и через стадию компаунд - ядра соответственно;  $\epsilon$  - энергия фотонейтрона;  $\omega$  - энергия кванта;  $B_n$  - энергия связи нейтрона.

Используя приближенное решение для функции Грина  $\bar{G}(\epsilon)$ , приведенное в работах [1, 2], получаем следующее выражение для прямой части спектра:

$$N_d(\epsilon) = \sum_{12} |\bar{V}_{12}(\omega)|^2 \frac{\Gamma_1(\epsilon)}{\Gamma_5(\epsilon) + \Gamma_1(\epsilon)} \Im_m \bar{G}_1(\epsilon) \Im_m \bar{G}_2(\epsilon - \omega) , \quad (4)$$

где  $\Gamma_1(\epsilon) = -2\Im_m q_1^{-1}(\epsilon)$ , а величина  $q_1(\epsilon)$  определяет функцию Грина в модели оболочек и находится из решения уравнения Шредингера с действительным потенциалом. Вблизи от одночастичных состояний  $\Gamma_1(\epsilon)$  соответствует их ширине в модели оболочек.

Для вычисления спектра фотонейтронов, испущенных через стадию компаунд - ядра, необходимо сделать дополнительные предположения. Как показано в работе [2], наиболее когерентные слагаемые соответствуют независимому взаимодействию частицы и дырки с уровнями компаунд - ядра. Если предположить, что нейтроны также излучаются частицей и дыркой, то "испарительная" часть спектра будет даваться соотношением:

$$N_c(\epsilon) = \sum_{12} |\bar{V}_{12}(\omega)|^2 \int_{\epsilon + B_n}^\omega dE \varrho(E - B_n - \epsilon) \frac{\gamma_n(\epsilon)}{\gamma(\epsilon)} \times \quad (5)$$

$$\times \left[ \Im_m \bar{G}_1(E) \Im_m G_2(E - \omega) \frac{\Gamma_5(E)}{\Gamma_5(E) + \Gamma_1(E)} + \Im_m \bar{G}_1(E) \Im_m \bar{G}_1(\omega - E) \right],$$

где  $\varrho(\epsilon)$  - плотность конечных состояний ;  $\chi(\epsilon)$  и  $\chi_n(\epsilon)$  - полная и парциальная ширины уровней компаунд - ядра. В предположении постоянной температуры из выражения (5) получим зависимость вида:

$$N_c(\epsilon) \sim \chi_n(\epsilon) \exp \{ -\epsilon / kT_{ef} \}. \quad (6)$$

Необходимо отметить, что в этом случае, эффективная температура, входящая в выражение (6), соответствует меньшим энергиям возбуждения, чем величина  $\omega - B_n$ . Другой предельный случай соответствует полному равновесию на стадии компаунд - ядра. В этом случае для "испарительной" части спектра нейтронов получим выражение, аналогичное (6), но температура войдет в него при энергии равной  $\omega - B_n$ .

Из соотношений (3) - (6) следует, что спектр фотонейтронов состоит из экспоненциально спадающей "испарительной" части и плавно нарастающей с энергией прямой части. Этот вывод подтверждается экспериментальными данными [6]. Отметим, что в прямой части спектра нейтронов могут наблюдаться значительные энергетические флуктуации, что также подтверждается экспериментальными данными [6].

В области очень жестких нейтронов спектр определяется соотношением:

$$S_n(\epsilon) \sim \left\{ \sum_{12} |\bar{V}_{12}(\omega)|^2 \frac{\Gamma_1(\omega)}{\Gamma_5(\omega) + \Gamma_1(\omega)} \frac{\chi_n \bar{G}_1(\omega)}{E_2} \right\} \Gamma_5(\omega - B_n - \epsilon). \quad (7)$$

Таким образом, изучение этой части спектра фотонейтронов позволяет определить поведение  $\Gamma_5(\epsilon)$  при малых энергиях. Слабое межнуклонное взаимодействие приводит к несохранению четности в ядерном взаимодействии. Одним из проявлений нарушения четности является асимметрия вылета гамма-квантов относительно спина ядра при захвате тепловых нейтронов, наблюдаемая экспериментально [7-10]. Как показывает детальный анализ, основной вклад в несохранение четности дает одностичный потенциал [7]:

$$V_{s.p} = \frac{\mathcal{F}}{M\tau_0} \left(1 + \tau_3 \frac{N-Z}{A}\right) \vec{\sigma} \cdot \vec{p}, \quad (8)$$

где  $M$  - масса нуклона;  $\tau_0 = 1,25f$  - расстояние между нуклонами в ядре, а  $\mathcal{F} \approx 2 \cdot 10^{-7}$ .

Рассмотрим случай, когда основной переход является  $M1$ -переходом. Тогда за счет несохраняющего четность взаимодействия к нему будет примешиваться  $E1$ -переход. Усредненный по уровням компаунд-ядра коэффициент асимметрии  $\alpha$  определяется выражением:

$$\alpha = 2 \frac{\text{Re} \langle E1|u|f \rangle}{\langle E1|m|f \rangle}, \quad (9)$$

где  $|E\rangle$  и  $|f\rangle$  - волновые функции налетающего нейтрона и нейтрона в конечном состоянии, нормированные на единицу в объеме ядра;  $m$  - оператор  $M1$ -перехода.

Можно показать, что в случае медленных нейтронов основной вклад в амплитуду  $\langle E|u|f \rangle$  дает несохранение четности в начальном и конечном состояниях. Графически эту амплитуду можно представить в виде:

$$\langle E1|u|f \rangle = \begin{array}{c} \rightarrow \square \triangle \rightarrow \\ \rightarrow \triangle \square \rightarrow \end{array} + \begin{array}{c} \rightarrow \square \rightarrow \\ \rightarrow \rightarrow \square \end{array} \quad (10)$$

$$\langle E|V_{sp} \bar{G}_p(E) \bar{X}(\omega)|f \rangle + \langle E|\bar{X}(\omega) G_p(E-\omega) V_{sp}|f \rangle,$$

где  $\bar{X}(\omega)$  - вершина  $E1$ -перехода;  $\bar{G}_p(E)$  - функция Грина промежуточного состояния (обе эти величины усреднены по уровням компаунд-ядра). Полученное выражение эквивалентно одночастичной оценке [7]. Отличие состоит в том, что энергия  $E$  принимает любые значения и может попасть в одночастичный резонанс, связанный с полюсом функции Грина  $\bar{G}_p(E)$ . При этом появляется дополнительный фактор усиления эффекта несохранения четности порядка  $2\omega_0/\Gamma_s$ , где

$\omega_0$  - расстояние между оболочками, а  $\Gamma_s$  - ширина одностичного резонанса. Именно такая ситуация наблюдается в области  $A \sim 110$ , где одностичный уровень для  $P_{1/2}$  нейтронов расположен vicino энергии связи. Этот уровень проявляется как максимум  $P$ -нейтронных силовых функций.

Используя соотношения (4) и (8)-(10), получим:

$$\alpha = \frac{FK}{Mz_0/m_{E_f}} \frac{\Gamma_s \operatorname{Re} \bar{\chi}_{P_f} - 2(E-E_p) \operatorname{Im} \bar{\chi}_{P_f}}{(E-E_p)^2 + \Gamma_s^2/4}, \quad (11)$$

где  $E_p$  - положение  $P_{1/2}$  - резонанса;  $K$  - импульс нейтрона внутри ядра. Предполагая, что  $\operatorname{Re} \bar{\chi}_{P_f} \approx \chi_{P_f}$  и  $|E-E_p| \ll \Gamma_s$ , получим:

$$\alpha \approx 4 \cdot 10^{-7} (V_0/\Gamma_s) (\chi_{P_f}/m_{E_f}) \sim 10^{-4}, \quad (12)$$

где  $V_0 \approx 50 \text{ МэВ}$  - глубина потенциальной ямы;  $\Gamma_s \approx 2 \text{ МэВ}$ ,  $\chi_{P_f}/m_{E_f} \approx 10$ . Оценка (12) находится в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными. Отметим, что как следует из выражения (11), должна наблюдаться корреляция между величиной  $\alpha$  и величиной  $\Gamma_s$ . Возможно, что указанная зависимость наблюдалась экспериментально в работе [10].

где величина  $\alpha$  для ядра  $^{117}\text{Sn}$  оказалась в 1,7 раза больше, чем для ядра  $^{113}\text{Cd}$ . Эта величина неплохо коррелирует с уменьшением  $\Gamma_s$  в 2,5 раза [2].

#### Список литературы

1. Д.Ф. Зарецкий, В.К. Сироткин, М.Г. Урин, Ю.В. Адамчук. Нейтронная физика, часть 3, стр.27 М. 1976.
2. В.К. Сироткин, Ю.В. Адамчук, ЯФ 26, 495, 1977.
3. А.Б. Мигдел Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер М., Наука 1965.
4. Д.Ф. Зарецкий, В.К. Сироткин - ЯФ, 26, II88, 1977.
5. Д.Ф. Зарецкий, В.К. Сироткин - ЯФ, 27, 1534, 1978.
6. B. S. Ratner, A. M. Sergiyevsky, S. S. Verbitsky - Nucl. Phys. A285, 71, 1977.
7. Р.Блин-Стойпа Фундаментальные взаимодействия и атомное ядро. М.: Мир, 1976.
8. Ю.С. Абов, Н.А. Крупчицкий, Ю.А. Оратовский. - Phys. Lett. 12, 15, 1969.
9. Ю.С. Абов и др. - ЯФ, 16, 1218, 1972.
10. Г.В. Данилия и др. - Письма в ЖЭТФ, 24, 380, 1976.

О ПАРЦИАЛЬНЫХ РАДИАЦИОННЫХ СИЛОВЫХ ФУНКЦИЯХ  
НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

А.И. Абрамов, В.Г. Губа, В.Я. Китаев, А.В. Рогов,  
М.Г. Урин, М.Г. Юткин

(ФЭИ, МИФИ)

Проведен анализ экспериментальных данных и в рамках оболочечного подхода и теории ядерных реакций выполнены расчеты парциальных E1-радиационных силовых функций нейтронных резонансов для ядер близких 3s- и 3p-резонансам формы. Сделан вывод о существенной роли валентного механизма в формировании указанных силовых функций.

Experimental data analysis and based on the shell-model approach in the nuclear reaction theory calculations of the partial E1-radiative strength function were made for the nuclei near 3s-, 3p-size resonances. The conclusion about the important part of the valence mechanism in the forming of this strength function was made.

Данные о парциальных радиационных силовых функциях  $S_{\gamma_0} = \langle \Gamma_{\gamma_0} \rangle / D$  получают из различных экспериментов главным образом - при изучении реакций  $(\gamma, n)$ ,  $(n, \gamma)$ ,  $(p, \gamma)$  и  $(\gamma, \gamma')$ . Следует отметить, что специфика каждого эксперимента неизбежно отражается на качестве и достоверности получаемых данных, поэтому при сравнении с результатами расчетов известные из литературы данные по силовым функциям были внимательно проанализированы.

Наиболее прямую информацию о радиационных ширинах  $\Gamma_{\gamma_0}$  дает измерение сечений реакций  $(\gamma, n)$ . Площади резонансных пиков  $s \sim \Gamma_n \Gamma_{\gamma_0} / \Gamma$ , и т.к. при энергиях нейтронов порядка нескольких десятков или сотен КэВ, при которых обычно проводятся измерения,  $\Gamma_n \gg \Gamma_{\gamma_0}$ , то  $s \sim \Gamma_{\gamma_0}$ . Основные трудности при интерпретации данных связаны здесь с правильной идентификацией типа радиационного перехода. Обычно силы E1-переходов много больше, чем силы M1- и тем более E2-переходов, поэтому в большинстве работ априорно наблюдаемые резонансы связывают с E1-переходами. Поискам M1-резонансов были посвя-

щены специальные исследования. Экспериментальное разделение ЕI- и MI-переходов обычно основывается на том, что эти переходы из фиксированного состояния приводят к заселению уровней с различной четностью, которые распадаются с испусканием нейтронов с разными орбитальными моментами и, следовательно, могут быть разделены путем измерения угловых распределений. Однако, в ряде случаев результаты оказываются неоднозначными, что приводит к неправильной трактовке получаемых данных (достаточно вспомнить историю поиска MI-резонансов в свинце). Точность значений  $S_{\gamma_0}$ , получаемых из усреднения радиационных ширин, сильно зависит от числа исследованных резонансов. Как показывает анализ, даже при 10-20 резонансах ошибки близки к 50%  $\Delta U$ .

Площади резонансов при измерениях сечений радиационного захвата нейтронов дают полную радиационную ширину  $\Gamma_{\gamma} = \Gamma_{\gamma_0} + \sum \Gamma_{\gamma_i}$ . Для выделения из нее значения  $\Gamma_{\gamma_0}$  необходимо одновременно с измерениями  $\sigma(n, \gamma)$  измерять спектры захватных  $\gamma$ -квантов в каждом резонансе. Эксперименты этого типа очень сложны и их число весьма ограничено. К тому же при интерпретации их результатов возникает те же трудности, которые характерны для изучения реакций  $(\gamma, n)$ .

В последние годы появился ряд работ по исследованию реакций  $(p, \gamma)$  методом спектрометрии усредненных резонансов [2]. В этой методике автоматически производится усреднение по очень большому числу резонансов, что уменьшает ошибки, связанные с флуктуациями ширин и расстояний между уровнями, а также с возможным пропуском слабых резонансов. В то же время при таком "замешивании" многих резонансов, выделение переходов различных типов становится практически невозможным и авторы упомянутых работ приписывают свои результаты EI-переходам лишь на том основании, что наблюдается удовлетворительное согласие с другими измерениями и с результатами экстраполяции "хвоста" гигантского EI-резонанса. Данное обстоятельство в значительной мере снижает достоверность рассматриваемых данных.

При изучении рассеяния  $\gamma$ -квантов также можно измерить величину  $\Gamma_{\gamma_0}$ , а следовательно, и  $S_{\gamma_0}$ . Как правило, такие измерения проводятся в области энергий ниже порога фотонуклонных реакций, поэтому для сравнения с результатами фото-

нуклонных экспериментов необходимо учитывать энергетическую зависимость  $S_{\gamma_0}(E_{\gamma})$ . В таблице приведены значения  $S_{\gamma_0}$  для ядер, лежащих в областях  $3s$ - и  $3p$  - резонансов формы, полученные из различных экспериментальных работ. Во всех случаях указаны типы исследованных реакций, интервал энергий и средняя энергия  $\gamma$ -квантов.

Теоретическая интерпретация величин  $S_{\gamma_0}$  основывается обычно на предположении о возможности экстраполяции в область низких энергий "хвоста" гигантского дипольного резонанса (ГДР):

$$2\pi^2 g \lambda_{\gamma}^2 S_{\gamma_0} = \overline{\sigma}_{\text{с.т.}}(E_{\gamma}) = \frac{\pi}{137} \frac{\hbar^2}{M} A(1+x) \frac{E_{\gamma}^2 \Gamma_g}{(E_{\gamma}^2 - E_g^2)^2 + E_g^2 \Gamma_g^2} \quad (I)$$

Здесь  $x \approx 0,4$  - константа, учитывающая превышение дипольного правила сумм над классическим. Ширину ГДР приближенно можно представить в виде  $\Gamma_g = \Gamma_{g-} + \Gamma_{g+}$ , где  $\Gamma_{g-}$  - зависящая от энергии релаксационная ширина, обусловленная связью ГДР с многочастичными конфигурациями;  $\Gamma_{g+}$  - ширина, обусловленная связью ГДР с  $2^+$ -колебаниями малой энергии (см., например, [3]). Поскольку  $\Gamma_{g-}(E_{\gamma} \rightarrow 0) \rightarrow 0$ , то, оставаясь в рамках схематического описания ГДР с помощью (I), необходимо задаться видом функции  $\Gamma_g(E_{\gamma})$ . В таблице приведены значения  $S_{\gamma_0} = S_{\gamma_0}^{(2)}$ , вычисленные согласно (I), с использованием простейшей зависимости  $\Gamma_g(E_{\gamma}) = (E_{\gamma}/E_g) \Gamma_g^{(1)}$ . Как следует из таблицы, величины  $S_{\gamma_0}^{(2)}$  в большинстве случаев не исчерпывают экспериментальных значений  $S_{\gamma_0}$ .

Хорошо известно, что для ядер в окрестности  $s$ - и  $p$ -резонансов формы существенный вклад в парциальную  $E1$ -радиационную силовую функцию вносит валентный механизм фотопоглощения (в таблице этот вклад обозначен как  $S_{\gamma_0}^{(1)}$ ). Оболочечный подход к теории ядерных реакций позволяет вычислить величины  $S_{\gamma_0}^{(1)}$  в терминах оболочечной и оптической моделей [4]. Исходными данными для расчета являются: параметры оболочечного потенциала (выбрани согласно [5]); параметры оптического потенциала (последний выбран путем добавления мнимой части к оболочечному потенциалу, причём интенсивность поглощения подбиралась по экспериментальным значениям  $s$ - и  $p$ -нейтронных силовых функций); значения спектроскопических факторов, определяющих структуру основного состояния ядра-мишени (или ядра-продукта) (выбирались либо из данных по  $(d, p)$

Ком- паунд- ядро	Ре- ак- ция	Интервал энергий частиц (МэВ)	$\bar{E}_\gamma$ (МэВ)	$S_{exp}$ $\times 10^5$	Лит. сом- на	$S_{lit}^{(2)}$ $\times 10^5$	$S_{lit}^{(1)}$ $\times 10^5$	$S_{th}$ $\times 10^5$
$^{51}\text{V}$	$p, \gamma$	2.1-3.1	1053	$3.6 \pm 0.5$	[6]	1.6	$0.3 \pm 0.1$	$1.9 \pm 0.1$
$^{52}\text{Cr}$	$\gamma, n$	0.06-1.0	1227	2.7	[7, 8]	4.4	2.2	6.6
$^{53}\text{Cr}$	$\gamma, n$	0.02-1.0	8.21	$1.6 \pm 0.8$	[7]	0.4	$1.3 \pm 0.7$	$1.7 \pm 0.7$
$^{53}\text{Cr}$	$\gamma, n$	0.02-0.53	8.13	1.2	[9]	0.4	$1.3 \pm 0.7$	$1.7 \pm 0.7$
$^{56}\text{Fe}$	$\gamma, n$	0.0-0.07	11.24	3.5	[10]	2.6	$15.3^{+2.5}_{-7.9}$	$17.9^{+12.5}_{-7.9}$
$^{56}\text{Fe}$	$\gamma, n$			3.21	[11]			
$^{56}\text{Fe}$	$\gamma, n$	0.0-0.08	11.24	7.6	[12]			
$^{56}\text{Fe}$	$\gamma, n$	0.0-0.068	11.23	$1.7^{+2.38}_{-1.87}$	[13]			
$^{57}\text{Fe}$	$\gamma, n$	0.02-1.6	7.77	$1.1 \pm 0.6$	[7]	0.3	$0.2 \pm 0.1$	$0.5 \pm 0.1$
$^{57}\text{Fe}$	$\gamma, n$			0.6	[11]			
$^{57}\text{Fe}$	$\gamma, n$	0.01-0.08	7.69	$1.66^{+1.31}_{-0.24}$	[12]			
$^{60}\text{Ni}$	$\gamma, n$	0.0-0.074	11.13	9.5	[12]	4.7	5.8	10.5
$^{61}\text{Ni}$	$\gamma, n$	0.0-0.28	7.92	0.7	[9]	0.5	$1.1 \pm 0.3$	$1.6 \pm 0.3$
$^{85}\text{Y}$	$p, \gamma$	2.8-3.8	7.79	3.0	[2]	0.8	3.1	3.9
$^{87}\text{Y}$	$p, \gamma$	2.8-3.8	9.06	4.1	[2]	2.1	3.1	5.2
$^{89}\text{Y}$	$p, \gamma$	2.8-3.8	10.37	9.3	[2]	5.5	1.4	6.9
$^{90}\text{Zr}$	$p, \gamma$	2.2-3.4	11.17	17	[2]	10.5	3.6	14.1
$^{91}\text{Zr}$	$\gamma, n$	0.005-0.25	7.31	$2.8 \pm 0.6$	[14]	0.7	1.3	2.0

-реакциям, либо из результатов оболочечных расчётов со спариванием). Результаты расчётов величин  $S_{\gamma_0}^{(i)}$  приведены в таблице. В связи с этими результатами сделаем следующие замечания: 1) неопределённость расчётов  $S_{\gamma_0}^{(i)}$  связана с неопределённостью экспериментальных значений  $S_n$ ; 2) валентный механизм существует не только для нейтронов, но и для протонов; 3) в случае валентных переходов в чётном ядре (принадлежащем окрестности  $3s_{1/2}$ -резонанса формы), когда возбуждаются  $1^-$ -компаунд резонансы, в  $S_{\gamma_0}^{(i)}$  даёт существенный вклад не только  $s_{1/2}$ -, но и  $d_{5/2}$ -резонанс формы; по этой причине величины  $S_{\gamma_0}^{(i)}$  в чётных ядрах больше, чем в соседних нечётных, когда возбуждаются  $1/2^+$ -компаунд-резонансы. В целом сравнение экспериментальных и расчётных значений  $S_{\gamma_0}^{(i)}$  указывает на существенную роль валентного механизма в формировании E1-парциальных радиационных силовых функций для ядер в области  $3s$ - и  $3p$ -резонансов формы и на возможность количественной интерпретации этого механизма.

#### Список литературы

1. Н.В.Мурадьян, Ю.А.Адамчук.- Nucl. Phys., 1965, v. 68, p.549.
2. G.Szefflinska et al.-Nucl.Phys.,1979,v.323A, p.253.
3. P.Carlos et al.Труды III Семинара "Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях". М.Наука, 1976, стр.79.
4. В.Г.Губа, М.Г.Урин.-ЯФ,1977, т.26,стр.504; М.Г.Урин.ЭЧАЯ, 1977, т.8,стр.817.
5. В.А.Чепурнов.-ЯФ,1977, т.6, стр.955
6. B.Erlandsson et al.-Nucl.Phys.,1979, v.329A, p-1
7. R.J.Baglan et al.-Phys.Rev.,1971, v.3C, p.2475
8. R.J.Baglan et al.-Phys.Rev.,1971, v.3C,p.672
9. H.E.Jackson et al.-Phys.Rev.,1971, v.4C,p.1314.
10. C.D.Bowman et al.-Phys.Rev.,1967, v.163,p.951
11. H.E.Jackson et al.-Proceedings of the Int.Conf. of Photonicuclear Reactions and Applications. Asilomar, USA, 1973, p.817
12. V.V.Verbinski et al.-Phys.Rev.,1973, v.8C,p.1002
13. А.И.Абрамов и др. Исследование реакций  $^{56}\text{Fe}(\gamma, n)^{55}\text{Fe}$  и  $^{57}\text{Fe}(\gamma, n)^{56}\text{Fe}$  вблизи порога. Доклад на настоящей конференции.
14. R.E.Tochev et al.-Phys.Rev.,1974, v.9C, p.346.

## О ПОЛНЫХ РАДИАЦИОННЫХ ШИРИНАХ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

В.И.Бондаренко, М.Г.Уршн

(МИФИ)

Гипотеза Акселя-Бринка и оболочечный подход к описанию низкоэнергетической части среднего сечения дипольного фотопоглощения применены к анализу средних полных радиационных ширин нейтронных резонансов. Сравнение результатов расчетов с экспериментальными значениями позволяет сделать вывод об относительно малой роли Е1-переходов в формировании указанных ширин.

Axel-Brink's hypothesis and shell-model approach to the description of the low-energy part of the average dipole photoabsorption cross-section were used for the analysis of average total radiative neutron resonances width. Conclusion about relatively small contribution of E1-transitions to this widths was made.

Теоретический анализ средних полных радиационных ширин нейтронных резонансов  $\bar{\Gamma}_r^{tot}$  - давняя проблема ядерной физики [1, 2]. Сравнение расчетных и экспериментальных значений ширин  $\bar{\Gamma}_r^{tot}$  позволяет проверять правильность теоретических представлений о механизме фотопоглощения (излучения) ядрами в структуре высоковозбужденных состояний ядер. Существующие теоретические подходы к анализу ширин  $\bar{\Gamma}_r^{tot}$  в среднетяжелых ядрах основываются на следующих предположениях: 1) справедлива гипотеза Акселя-Бринка, в соответствии с которой поглощение  $\gamma$ -кванта ядром в основном и возбужденном состояниях происходит одинаковым образом; 2) Е1-переходы дают основной вклад в ширину  $\bar{\Gamma}_r^{tot}$ ; 3) вклад радиационных переходов с малой (по сравнению с энергией связи нейтрона) энергией  $\gamma$ -квантов, то есть переходов между компаунд-состояниями, в ширину  $\bar{\Gamma}_r^{tot}$  является доминирующим. В этих предположениях формула для ширин  $\bar{\Gamma}_r^{tot}$

имеет вид:

$$\bar{\sigma}_Y^{tot} = \frac{1}{\pi^2} \int_0^U R_Y^2 \bar{\sigma}_{CEI}(E_Y) \frac{\rho_0(U-E_Y)}{\rho_0(U)} dE_Y \equiv \int_0^U \frac{d\Gamma}{dE_Y} dE_Y. \quad (1)$$

Здесь  $E_Y$  и  $R_Y$  - энергия и радиус  $Y$ -кванта соответственно;  $\bar{\sigma}_{CEI}(E_Y)$  - усредненное по резонансам компунд-ядра сечение дипольного фотопоглощения;  $\rho_0(U) \approx (2J+1)\rho_0(U)$  - полумпирическая формула для плотности компунд-резонансов с эффективной энергией возбуждения  $U$  и моментом  $J$ ;  
 $\rho_0(U) = \text{Const}(aU^2A)^{-1} \exp(2\gamma\sqrt{aU})$  [3]. Можно получить удовлетворительное количественное описание экспериментальных значений кривой  $\bar{\sigma}_Y^{tot}$ , если в качестве значения  $\bar{\sigma}_{CEI}(E_Y)$  в (1) использовать экстраполяцию в область малых энергий  $E_Y$ , нормированную на классическое правило сумм лоренцеподобной зависимости сечения EI-фотопоглощения от энергии:

$$\bar{\sigma}_{CEI}(E_Y) = \pi \frac{A}{137 M} \frac{\hbar^2}{(E_Y^2 - E_g^2)^2 + E_Y^2 \Gamma_g^2} E_Y^2 \Gamma_g, \quad (2)$$

где  $A$  - число нуклонов;  $M$  - масса нуклона;  $E_g$  и  $\Gamma_g$  - энергия и ширина гигантского дипольного резонанса соответственно. Пример применения соотношений (1), (2) к анализу ширины  $\bar{\sigma}_Y^{tot}$  содержится в [4]. Возможность использования формулы (2) в области малых (по сравнению с  $E_g$ ) энергий  $Y$ -квантов необходимо проверить на основе того или иного варианта микроскопического подхода к описанию сечения EI-фотопоглощения. В настоящей работе низкоэнергетическая часть среднего сечения EI-фотопоглощения анализируется в рамках определенного варианта оболочечного подхода к теории ядерных реакций: полумикроскопического подхода. Использование оболочечной модели с точным учетом непрерывного спектра для описания частично-дирочных конфигураций и оптической модели для описания их связи с многочастичными конфигурациями составляет содержание полумикроскопического подхода (см., например, [5]). Формулы для низкоэнергетической части среднего сечения EI-фотопоглощения (или соответствующей функции отклика), полученные методами теории конечных ферми-систем и выраженные в терминах оболочечной и

оптической моделей, приведены в работах [6,5].

Ограничение оболочечного базиса дискретными и квазидискретными состояниями позволяет упростить формулы для указанных величин и привести их к виду, удобному для квазиклассического анализа [7]. Такой анализ выражений для низкоэнергетической части среднего сечения EI-фотопоглощения ( $E_\gamma \ll E_g$ ) приводит к формуле (2), в которой осуществлена замена:

$$\Gamma_g \rightarrow \Gamma_g(E_\gamma) = \frac{2}{n+1} W(E_\gamma). \quad (3)$$

Здесь  $W(E^*) = \alpha_n |E^*|^n$  - зависимость интенсивности мнимой части оптического потенциала (с объемным поглощением) от энергии возбуждения. Из (1) - (3) следует, что максимум спектра первичных  $g$ -квантов (т.е. величины  $d\Gamma/dE_\gamma$ ) находится при энергии  $E_\gamma^{3\text{ф}\phi} = (n+4)\sqrt{U/\alpha}$  и в среднетяжелых ядрах составляет величину  $\sim 3\text{МэВ}$ . Поскольку величина  $\Gamma_g(E_\gamma^{3\text{ф}\phi}) \sim 1\text{МэВ}$  в несколько раз меньше экспериментальных значений ширины гигантского дипольного резонанса, то буквальное применение формул (2), (1) существенно занижает вклад EI-переходов в ширину  $\Gamma_f^{\text{tot}}$ .

Этот вывод подтверждается результатами численных расчетов по формулам, полученным в работах [6,5] (см. таблицу). В расчетах: 1) параметры оболочечного потенциала выбраны согласно [8]; 2) интенсивность мнимой части оптического потенциала  $W_{sf}$  (выбрано поверхностное поглощение) предполагалась линейно зависящей от энергии возбуждения, а ее величина при энергии связи нейтрона подбиралась по экспериментальным значениям  $S$  - нейтронной силовой функции; 3) параметры в формуле для плотности уровней  $\rho_0(U)$  выбраны согласно [3]. Таким образом, в расчетах отсутствуют свободно варьируемые параметры. В связи с приведенными в таблице результатами расчетов ширины  $\Gamma_f^{\text{tot}}$  отметим: 1) квазиклассический расчет ширины  $\Gamma_f^{\text{tot}}$  для деформированных ядер ( $A > 230$ ) с  $W \sim 3\text{МэВ}$  приводит к величинам, в 5-7 раз меньшим экспериментальных значений; 2) выбор квадратичной зависимости интенсивности мнимой части оптического потенциала от энергии возбуждения приводит к уменьшению рас-

Компа- унд-яд ро	U (МэВ)	α (МэВ <sup>-1</sup> )	S <sub>n</sub> <sup>0</sup> × 10 <sup>4</sup>	W <sub>SF</sub> (МэВ)	W (МэВ)	$\bar{\Gamma}_\gamma^{tot} \times 10^3$ теор. (эВ)	$\bar{\Gamma}_\gamma^{tot}$ квазикласс. × 10 <sup>3</sup> (эВ)		$\bar{\Gamma}_\gamma^{tot}$ эксп. × 10 <sup>3[9]</sup> (эВ)
							n = 1	n = 2	
<sup>95</sup> <sub>42</sub> Mo	6,09	13,8	0,8 ± 0,4	5,95 ± 3	5,95 ± 3	51 ± 25	57 ± 28	1,0 ± 0,4	260 ± 80
<sup>124</sup> <sub>52</sub> Te	6,7	17,2	0,98 ± 0,2	2,7 ± 0,5	2,34 ± 0,5	21 ± 4	29 ± 6	9 ± 1,5	100 ± 21
<sup>144</sup> <sub>60</sub> Nd	5,4	16,9	3,1 ± 0,5	5,23 ± 1	3,3 ± 0,5	32 ± 5	42 ± 7	12 ± 2	47 ± 9
<sup>118</sup> <sub>50</sub> Sn	6,28	17,6	0,19 ± 0,02	0,90 ± 0,1	0,51 ± 0,05	4,0 ± 0,4	3,2 ± 0,3	0,7 ± 0,07	82 ± 20

считанных значений ширины  $\bar{\Gamma}_\gamma^{tot}$  в 4-5 раз.

Наиболее существенные неопределенности в расчетах ширины  $\bar{\Gamma}_\gamma^{tot}$  обусловлены: 1) неопределенностью выбора параметров в формуле для плотности уровней при энергиях возбуждения, меньших энергии связи нейтрона; 2) возможной немонотонностью зависимости мнимой части оптического потенциала от энергии возбуждения. Маловероятно, что указанные неопределенности являются причиной заметного расхождения расчетных и экспериментальных значений ширины  $\bar{\Gamma}_\gamma^{tot}$ .

В связи с систематическими расхождениями экспериментальных и теоретических значений ширины  $\bar{\Gamma}_\gamma^{tot}$  представляет интерес оценка вклада М1-переходов в эту величину. Малость отношения  $(v/c)^2$  может в какой-то мере компенсироваться за счет существенно меньшей величины энергии М1-гигантского резонанса, вместо Е1-гигантского резонанса.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Д.Блатт, В.Вайскопф. Теоретическая ядерная физика. ИИЛ, 1954.
2. С.М.Захарова, В.С.Ставинский, Ю.Н.Шубин. *Proceeding Conference on Nuclear Data for Reactors in Helsinki, 1970, v.2, Vienna, p.909.*
3. А.В.Малышев. Плотность уровней и структура атомных ядер. М., Атомиздат, 1969.
4. G. Rizzo, *Lectures held at ICTP Trieste during the "Winter Course on Nuclear Physics and Reactors, 17 January-10 March, 1978. Pt/PI (78) 11.*
5. М.Г.Урин. - ЭЧАЯ, 1977, 8, стр.817.  
- ЭЧАЯ, 1980, II, стр.991
6. В.И.Бондаренко, М.Г.Урин. - Изв. АН СССР (сер. физ.), 1979, 43, стр.267.
7. Л.Ф.Зарецкий, В.К.Сироткин. - ЯФ, 1978, 27, стр.1534.
8. В.А.Чепурнов. - ЯФ, 1967, 6, стр.955
9. Л.Б.Ликельнер и др. - ЯФ, 1971, 13, стр.240.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ (ДЛЯ БЕРИЛЛИЯ И ВАНАДИЯ)  
ИССЛЕДОВАНИЕ РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ ОЧЕНЬ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ  
НА НЕОДНОРОДНОСТЯХ СРЕДЫ

А.В.Антонов, А.И.Исаков, И.В.Мешков,  
А.Д.Перекрестенко, А.В.Степанов, А.В.Шелагин  
(ФИАН, ИЯИ АН СССР, МЭТИ)

Проведено экспериментальное (для бериллия и ванадия) и теоретическое исследование упругого рассеяния нейтронов очень низких энергий на неоднородностях ядерного потенциала. Получена информация о корреляционной функции, описывающей структуру статистических неоднородностей среды. Для указанных веществ найдена концентрация неоднородностей и их эффективный размер.

Experimental and theoretical investigations of the elastic scattering of neutrons of very low energy by nuclear potential inhomogeneities have been done. Information about the correlation function, describing the statistical imperfections structure of the media, have been evaluated. For the number of substances the concentration and the effective dimensions of these inhomogeneities have been found.

В работе проведено исследование концентрации и размера неоднородностей в бериллии и ванадии методом пропускания очень медленных нейтронов ( $10^{-8}$  эВ  $\lesssim E \lesssim 10^{-4}$  эВ, длина волны  $10^3 \gtrsim \lambda \gtrsim 10^1$  Å) [1,2,3]. Для измерения применялся гравитационный нейтронный спектрометр [4], работающий по методу времени пролета, с разрешением по энергии 16%. Камера-криостат, расположенная в верхней части установки, давала возможность проводить измерения с исследуемыми образцами при комнатной температуре и при температуре жидкого азота или гелия. Угловая апертура детектора  $2\theta_0 = 55,8^\circ$ . Измерения проводились на поликристаллических образцах ванадия [5] (чистота 99,82%) толщиной 28,7 мкм и 69,6 мкм и бериллия (чистота 98,39%) толщиной 5 мкм при температуре 80 К. Наблюдаемое на опыте существенное отклонение полного макроскопического сечения  $\Sigma_t$  от закона  $\sim 1/\sqrt{V}$  рассматривается как упругое рассеяние нейтронов на

неоднородностях среды (рис. 1а, 2а). В случае бериллия прямая 1 на рис. 2а, полученная экстраполяцией сечений  $\Sigma_{sc} \sim v'$  ( $v'$  — скорость нейтрона в веществе), проходит заметно выше прямой 2, полученной экстраполяцией табличных данных [6] по захвату тепловых нейтронов бериллием. Этот эффект, по-видимому, объясняется наличием в бериллии примесей, обладающих для очень холодных нейтронов заметным сечением захвата. Для расчета концентрации и размеров неоднородностей использовалась зависимость макроскопического упругого сечения рассеяния нейтронов от их скорости в веществе  $v'$ , показанная на рис. 1б, 2б.

Для изотропной и однородной в среднем среды, когда корреляционная функция флуктуаций потенциальной энергии нейтронов  $K(\vec{z}|\vec{z}') = \langle \delta u(\vec{z}) \delta u(\vec{z}') \rangle$  зависит только от модуля разности векторов  $\vec{z}$  и  $\vec{z}'$ , определяющих положение некоторых точек в образце,  $\rho = |\vec{z} - \vec{z}'|$ , в предположении, что детектор нейтронов имеет конечный угловой размер  $2\theta_0$ , для полного сечения рассеяния  $\Sigma_{se}$  в борновском приближении получаем:

$$\Sigma_{se}(\kappa) = \frac{2\pi}{\kappa^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_0} \rho^2 d\rho d\varphi = \frac{(m)^2}{(2\pi\hbar)^2} \frac{8\pi^2}{\kappa^2} \int_0^{\infty} K(\rho) [\cos(2\kappa\rho \sin\theta_0) - \cos 2\kappa\rho] d\rho \quad (1)$$

В этой формуле  $\kappa$  — волновой вектор нейтрона;  $\rho$  — передаваемый импульс.

Из формулы (1) получаем асимптотические выражения:

$$\Sigma_1(\kappa) = 2C \left\{ \cos^2 \theta_0 \int_0^{\infty} \rho^2 K(\rho) d\rho - \dots \right\}, \quad \kappa l_0 \ll 1; \quad (2a)$$

$$\Sigma_2(\kappa) \approx C \left\{ \frac{K(0)l_0}{\kappa^2} + \frac{K'(0)}{\kappa^2(2\kappa)^2} - \dots \right\}, \quad \kappa l_0 \gg 1, \quad \kappa l_0 \sin \theta_0 \ll 1; \quad (2b)$$

$$\Sigma_3(\kappa) \approx C \left\{ \frac{K'(0)}{\kappa^2(2\kappa)^2} - \frac{K''(0)}{(2\kappa)^4} + \dots - \frac{K'(0)}{(2\kappa \sin \theta_0)^2} + \frac{K''(0)}{(2\kappa \sin \theta_0)^4} - \dots \right\}, \quad \kappa l_0 \sin \theta_0 \gg 1. \quad (2b)$$

Здесь  $C = 8\pi^2(m/2\pi\hbar)^2$ ;  $K(0), K'(0), K''(0)$  — значение корреляционной функции и её производные в нуле;  $l_0 = \int_0^{\infty} K(\rho) d\rho$  — длина корреляции возмущения. С помощью формул (2а — 2в) из экспериментальных зависимостей  $\lg \Sigma_{se} \propto \lg v'$  ( $v'$  — скорость нейтрона в веществе) были найдены уравнения асимптот, значе-

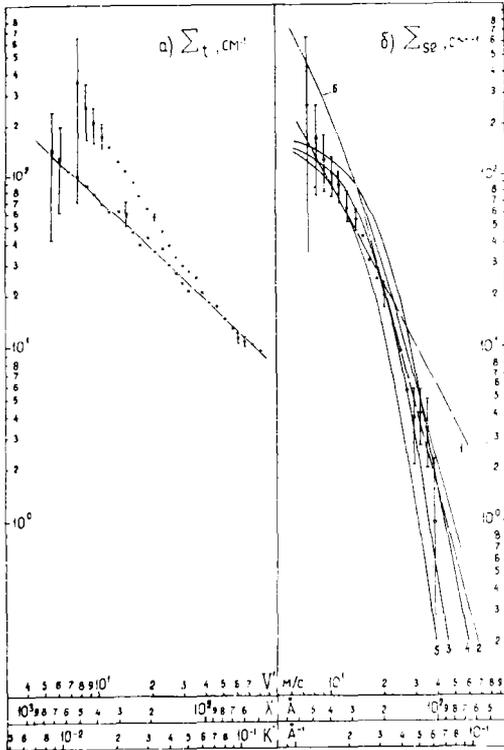


Рис. 1. а - Зависимость полных сечений взаимодействия ОХН с ванадием: "x" - отожженный образец; "o" - неотожженный образец; б - зависимость сечений рассеяния ОХН на неоднородностях ванадия: "o" - экспериментальные результаты; 1 - область 2; 2 - область 3; 3 -  $\epsilon_0 = 65\text{Å}$ ,  $n = 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ; 4 -  $\epsilon_0 = 55\text{Å}$ , 5 -  $\epsilon_0 = 75\text{Å}$ ; 6 -  $\Sigma_{se}(K')$ , рассчитанная для коррелятора  $K(p) = K(0)e^{-p/\epsilon_0}$  при  $\epsilon_0 = 65\text{Å}$

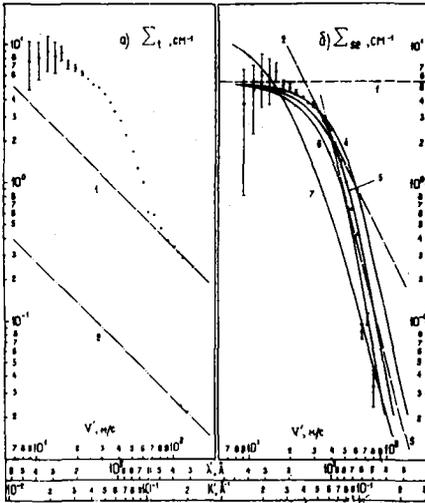


Рис.2 а- Зависимость полных сечений взаимодействия с бериллием:  $\circ$  - экспериментальные данные;  $---$  - закон  $\sim 1/v'$  по экспериментальным результатам;  $- \cdot -$  - закон  $\sim 1/v'$ , соответствующий экстраполяции табличных данных из тепловой области ( $V = 2200$  м/сек) [6];  $\circ$  - зависимость сечений рассеяния ОХН на неоднородностях бериллия:  $\circ$  - экспериментальные данные; 1 - область 1; 2 - область 2; 3 - область 3; 4 -  $\varrho_0 = 23\text{Å}$ ,  $n = 3 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$ ; 5 -  $\varrho_0 = 20\text{Å}$ ; 6 -  $\varrho_0 = 26\text{Å}$ ; 7 -  $\Sigma_{sc}(K')$ , рассчитанная для коррелятора  $K(P) = K(\varrho) e^{-P/\varrho_0}$  при  $\varrho_0 = 23\text{Å}$ .

Результаты расчетов параметров корреляционной функции и параметров неоднородностей образцов

Образец	Уравнение асимптоты в области			Второй момент	$K(0) \rho_0 \cdot 10^{47}$	$K'(0) \cdot 10^{34}$	Характерный размер $\rho_0 (\text{Å})$	Концентрация пор $\rho \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$	Объемная концентрация в %	
	1, где $\Sigma_{se} [\text{см}^{-1}] \sim \text{const}$	2, где $\Sigma_{se} [\text{см}^{-1}] \sim \nu^{-2}$	3, где $\Sigma_{se} [\text{см}^{-1}] \sim (\nu')^{-4}$							
I	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
I. Бериллий	$\lg \Sigma_{se} = 0,7$  $9 \leq \nu' (\text{мс}^{-1}) \leq 18$  $1,4 \cdot 10^6 \leq \kappa' (\text{см}^{-1}) \leq 2,9 \cdot 10^6$	$\lg \Sigma_{se} = -2 \lg \nu' + 3,5$  $29 \leq \nu' (\text{мс}^{-1}) \leq 41$  $4,6 \leq \kappa' (\text{см}^{-1}) \leq 6,5 \cdot 10^6$	$\lg \Sigma_{se} = -4 \lg \nu' + 6,7$  $46 \leq \nu' (\text{мс}^{-1}) \leq 80$  $7,3 \cdot 10^6 \leq \kappa' (\text{см}^{-1}) \leq 4 \cdot 10^6$	$\int \rho^2 K(\rho) d\rho \times 10^{64}$ $[\text{эрг}^2 \text{ см}^3]$	$K(0) \rho_0 \cdot 10^{47}$ $[\text{эрг}^2 \text{ см}^3]$	$K'(0) \cdot 10^{34}$ $[\text{эрг}^2 \text{ см}^{-1}]$	$\rho_0 (\text{Å})$	$\rho \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$	в %	
II. Ванадий	$\lg \Sigma_{se} = 2,2$  $\nu' (\text{мс}^{-1}) \leq 7$  $\kappa' (\text{см}^{-1}) \leq 1,2 \cdot 10^6$	$\lg \Sigma_{se} = -2 \lg \nu' + 4,0$  $7 \leq \nu' (\text{мс}^{-1}) \leq 19$  $1,2 \cdot 10^6 \leq \kappa' (\text{см}^{-1}) \leq 3,0 \cdot 10^6$	$\lg \Sigma_{se} = -4 \lg \nu' + 6,6$  $20 \leq \nu' (\text{мс}^{-1}) \leq 38$  $3,2 \cdot 10^6 \leq \kappa' (\text{см}^{-1}) \leq 6,0 \cdot 10^6$	-	3,9	4,5	65±2	50	50	

ния  $K(b)l_0$ ,  $K'(b)$  и второй момент корреляционной функции (см. табл.). С помощью метода наименьших квадратов экспериментальные сечения рассеяния были аппроксимированы по формулам, получающимся из соотношения (I) при подстановке конкретного вида корреляционных функций. В качестве таких функций были избраны:  $A$  - экспоненциальный коррелятор  $K(r) = K(0)e^{-r/l_0}$  и  $B$  - коррелятор, соответствующий модели локализованных сфер радиусом  $R_0$   $K(\vec{r}-\vec{r}') = \sum_{\vec{r}, \vec{r}'} \langle \delta\gamma(\vec{r}-R_0) \delta\gamma^*(\vec{r}'-R_0) \rangle$ ;  $\delta\gamma(\vec{r})$  - функция, описывающая действие рассеивателя. Полученные результаты показаны на рис. 1б, 2б. Для бериллия наблюдается хорошее совпадение экспериментальных точек с теоретической кривой случая  $B$ . Оптимальные значения параметров приведены в табл. Условие применимости борновского приближения  $\xi = ul_0/\hbar v' \ll 1$  выполняется достаточно удовлетворительно:  $\xi(v' \geq 9 \text{ мкс}) \leq 0,1$  для бериллия и  $\xi(v' \geq 5 \text{ мкс}) \leq 0,02$  для ванадия. Предложенный метод применим к исследованию неоднородностей вещества практически любой физической природы.

#### Список литературы

1. Steyerl A. - В кн: II Международная школа по нейтронной физике, Алушта, апрель 1974 г. Сообщение ОИЯИ ДЗ-7991.
2. Engelmann G., A. Steyerl et al. - Z. Physik, 1979, В35, 345.
3. Степанов А.В. Физика элементарных частиц и атомного ядра, 1979, т. 7, с. 989.
4. Антонов А.В., Исаков А.И. и др. Краткие сообщения по физике ФИАН, 1977, № 10, с. 10.
5. Антонов А.В., Исаков А.И. и др. Краткие сообщения по физике ФИАН, 1978, № 9, с. 43.
6. Mughabghab S.F. and Garber D.I. - Neutron Cross Sections, BNL-325, June 1973.

ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ  
УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

Ю.Ю.Косвинцев, Ю.А.Кушнир, В.И.Морозов  
(НИИАР им. В.И.Ленина)

Проанализированы особенности работы спектрометров барьерного типа в проточном и накопительном режимах. Приведены результаты измерений спектра потока УХН из горизонтального транспортного нейтропровода при помощи гравитационного барьерного спектрометра.

Описан метод измерения спектра УХН, накапливаемых в замкнутых сосудах.

The special features of barrier UCN spectrometers work have analysed bothe in storage and flowing regimes. The spectra of UCN from horisontal transporting neutron guide are shown, measuring with gravitational barrier spectrometer.

The method of UCN spectra measuring is described, UCN storing in close vessels.

Точное определение спектра потока УХН на выходе транспортного нейтропровода или другого экспериментального устройства представляет собой одну из наиболее трудных задач в экспериментах с УХН. Практически все используемые для этой цели спектрометры основаны на сепарации УХН по энергии при помощи гравитационного или магнитного поля [1,2]. Принцип их работы виден из рис.1. Для измерения спектра потока в некоторой области нейтропрово-

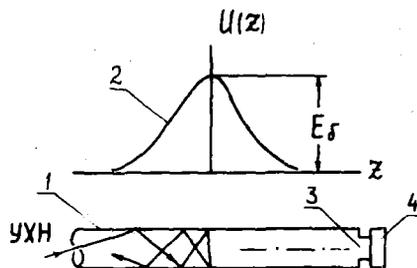


Рис. 1. Схема работы барьерного спектрометра:

1 - нейтронотвод; 2 - распределение потенциальной энергии УХН по оси нейтронотвода; 3 - входное окно детектора; 4 - детектор

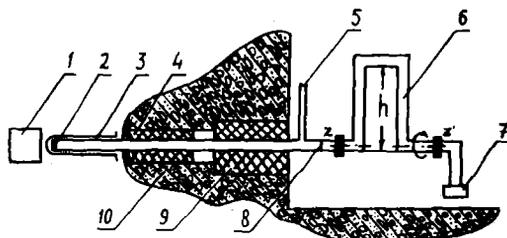


Рис. 2. Схема измерения спектра потока УХН из горизонтального нейтронотвода барьерным гравитационным спектрометром:

1 - активная зона; 2 - конвертор; 3 - горизонтальный транспортный нейтронотвод; 4 - малая пробка шибера; 5 - откатной патрубков; 6 - барьерный гравитационный спектрометр; 7 - детектор; 8 - мембрана; 9 - пробка шибера; 10 - защита реактора

да создается энергетический барьер, высота которого  $E\delta$  может изменяться от нуля до  $E_{\text{макс}}$ , где  $E_{\text{макс}}$  — верхняя граница исследуемого спектра. Регистрация нейтронов производится детектором с входным окном площадью  $S$ . Пройти барьер и быть зарегистрированными могут только нейтроны, у которых осевая компонента скорости  $v_z > \sqrt{\frac{2E\delta}{m}}$  ( $m$  — масса нейтрона),

При  $S = S_0$ , где  $S_0$  — площадь поперечного сечения нейтрона, нейтроны, прошедшие барьер, в области между барьером и детектором не накапливаются и сразу регистрируются детектором. Зависимость счета детектора  $J(E\delta)$  от высоты барьера при этом выражается как

$$J(E\delta) = \text{const} \int_{E\delta}^{E_{\text{макс}}} \varphi(E) \left(1 - \frac{E\delta}{E}\right) dE, \quad (1)$$

где  $\varphi(E)$  — исследуемый спектр потока УХН. По измеренной зависимости  $J(E\delta)$  спектр  $\varphi(E)$  находится с помощью соотношения

$$\varphi(E) = - \text{const} E\delta \frac{d^2 J(E\delta)}{d^2 E\delta}. \quad (2)$$

Такой режим работы барьерного спектрометра, называемый проточным, характерен тем, что анализ спектра ведется не по энергии нейтронов, а по компоненте их скорости  $v_z$ , и восстановление  $\varphi(E)$  с помощью (2) основано на предположении об изотропном распределении потока УХН перед барьером.

При  $S \ll S_0$  между детектором и барьером происходит накопление УХН, прошедших через барьер. Поскольку утечка на детектор незначительна, то накопление происходит до тех пор, пока потоки УХН на единичный интервал энергии в области до и после барьера не сравняются (при  $E > E\delta$ ) [3]. При этом

$$J(E\delta) = \text{const} \int_{E\delta}^{E_{\text{макс}}} \varphi(E) dE, \quad (3)$$

откуда следует, что

$$\varphi(E) = \text{const} \frac{dJ(E\delta)}{dE\delta}. \quad (4)$$

Хотя проточный вариант работы спектрометра более светосилен, чем накопительный, необходимость двукратного дифференцирования  $J(E\delta)$  для определения спектра приводит к потере этого преимущества. К недостаткам проточного режима следует отнести также то, что сам спектрометр в этом режиме является переменной "нагрузкой" для устройства, на выходе которого измеряется спектр потока. В связи с этим накопительный режим работы барьерных спектрометров кажется более предпочтительным.

Одним из самых распространенных барьерных спектрометров является гравитационный интегральный спектрометр в виде П-образного колена [17] (рис. 2). Высота барьера в нем  $E\delta = mgh$  изменяется путем вращения колена как целого вокруг оси  $ZZ'$ . Основным недостатком его является сравнительно большая область локализации барьера ( $\sim$  до 4 м). При диаметре колена  $\sim 10$  см на такой длине происходит заметное поглощение УХН в его стенках, учет влияния которого на форму измеряемого спектра довольно труден. Кроме того, наличие поглощения в стенках колена не дает возможности точно установить режим работы спектрометра, что приводит к неопределенности в способе математической обработки полученной зависимости  $J(E\delta)$ . В связи со сказанным, такой спектрометр может быть использован либо для грубых оценок спектра потока УХН, либо для анализа относительных изменений в спектре, например, с течением времени.

Спектрометр на основе П-образного колена был использован для контроля за состоянием транспортного нейтронвода и конвертора установки для получения УХН на реакторе СМ-2 (см. рис. 2). Годи-

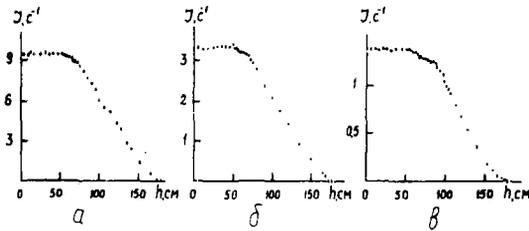


Рис. 3. Зависимость счета  $J$  детектора от высоты  $h$  подъема колена спектрометра:  
 а - сразу после введения нейтроновода в эксплуатацию;  
 б, в - соответственно через 0,5 и 1,5 года с начала эксплуатации нейтроновода.

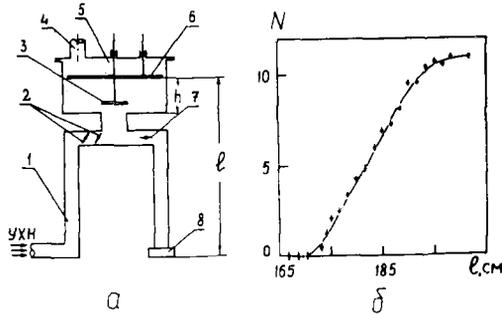


Рис. 4. Измерение энергетического спектра УХН, накапливаемых в сосуде хранения, при помощи погружаемого поглотителя:

- а - схема экспериментальной установки  
 ( 1 - транспортный нейтроновод; 2, 3, 7 - заслонки;  
 4 - патрубок откачки; 5 - сосуд хранения;  
 6 - полиэтиленовый диск; 8 - детектор УХН );  
 б - зависимость числа накапливаемых в сосуде УХН от  
 высоты подъема полиэтиленового диска.

горизонтальный транспортный нейтронный канал /3/ диаметром 90 мм и длиной 5,5 м был изготовлен из нержавеющей стали. Конвертором /2/ УХН служила пластина из  $ZrH_{1,8}$ . Алюминиевой мембраной /8/ толщиной 60 микрон нейтронный канал разделен на высоковакуумную часть, расположенную в защите реактора, и низковолакуумную, расположенную в экспериментальном зале. В процессе эксплуатации нейтронного канала к его выходному патрубку периодически подключался интегральный гравитационный спектрометр /6/, изготовленный из нержавеющей труб  $\phi$  60 мм и работавший в режиме, близком к накопительному. На рис. 3 приведены зависимости счета детектора /7/  $J$  от высоты  $h$  подъема колена, измеренные через разные промежутки времени после пуска нейтронного канала в эксплуатацию. Из рис. 3,а видно, что непосредственно после пуска нейтронного канала в эксплуатацию спектр потока УХН был расположен в интервале от 55 до  $\sim 180$  нэВ. Нижняя граница спектра определялась наличием алюминиевой мембраны в нейтронном канале ( $E_{Zr}$  для алюминия  $\sim 55$  нэВ), а верхняя — граничной энергией нержавеющей стали, из которой изготовлен нейтронный канал ( $E_{Zr} = 180 + 190$  нэВ).

На рис. 3,б и 3,в показаны зависимости  $J(h)$ , измеренные соответственно через 0,5 и 1,5 года после начала эксплуатации нейтронного канала. Видно, что с течением времени нижняя граница спектра выводимых УХН возрастает, достигая через 1,5 года  $\sim 80$  нэВ. Поскольку интенсивность выводимого потока с течением времени также падает, то, скорее всего, эти изменения в спектре связаны с обеднением конвертора из  $ZrH_{1,8}$  водородом. Выделение водорода из конвертора может происходить под действием интенсивного нейтронного облучения. При этом граничная энергия материала конвертора должна возрастать, приближаясь к граничной энергии циркония ( $\sim 80$  нэВ),

что и наблюдается.

Явным моментом в характере наблюдаемых изменений является довольно заметное падение счета детектора на участке изменения  $h$  от  $\sim 60$  см до  $\sim 70$  см, которое принципиально можно трактовать как связанное с существованием слабоинтенсивной группы УХН в диапазоне  $60 + 70$  нэВ. Однако, скорее всего, это падение связано со специфическим аппаратным эффектом, объяснение которому пока не найдено. В целом из приведенных результатов видно, что интегральный гравитационный спектрометр достаточно удобен для диагностики состояний транспортных нейтронпроводов УХН и конверторов.

Для определения энергетических спектров УХН, накапливаемых в сосуды хранения, барьерный гравитационный спектрометр не подходит, так как в этом случае требуется более точное знание спектра. По-видимому, наиболее простым и точным способом измерения спектров в этом случае является способ погружаемого поглотителя. В работах по УХН на реакторе СМ-2 этот способ применялся для измерения спектров УХН, накапливаемых в тарелочные сосуды [4,5], хотя применение его возможно и в сосудах произвольной формы.

В упомянутом способе измерения спектра (см. рис. 4,а) применяется полиэтиленовый диск /6/, который погружают в сосуд на произвольную высоту  $h$  относительно дна сосуда /5/. При заполнении сосуда нейтронами по колену /1/ с помощью заслонок /2/, /3/ накапливаются в сосуде только те нейтроны, энергия которых  $E < mgh$ . Нейтроны больших энергий, попадая в сосуд, достигают полиэтилена и, нагревшись до тепловой энергии, покидают сосуд. Из зависимости количества накопленных в сосуде нейтронов  $N$  от  $h$  находится плотность спектра нейтронов  $n(E)$  :

$$n(E) = \text{const} \frac{dN}{dh}.$$

/5/

На рис. 4,б приведена зависимость  $N(\ell)$ , где  $\ell$  - высота подъема дна тарелочного сосуда относительно транспортного нейтронновода. Как видно из рисунка, в сосуде практически не накапливаются нейтроны с энергией относительно дна сосуда меньшей 6-7 нэВ. Это связано с тем, что эффективная площадь отверстия, через которое попадают в сосуд нейтроны с энергией  $E < 6-7$  нэВ, значительно меньше геометрической (составлявшей  $\sim 120 \text{ см}^2$ ). Нейтроны с малыми энергиями могут попадать в сосуд при использовании геометрии, приведенной на рис. 4,а, лишь через кольцеобразную площадку, непосредственно прилегающую к краям входного отверстия, причем ширина "кольца" тем меньше, чем меньше энергия нейтронов. Указанное обстоятельство приводит к "обрезанию" спектра нейтронов, накапливаемых в сосуд, со стороны малых энергий.

Максимальная энергия УХН в сосуде составляет  $\sim 30$  нэВ. Поскольку дно сосуда поднято относительно транспортного нейтронновода на 165 см, то верхняя граница спектра УХН приходится на  $\sim 195$  см, то-есть несколько выше, чем это следует из измерений, проведенных с П-образным коленом (180 см).

#### Список литературы

1. Ф.Л.Шапиро и др. Опыты с ультрахолодными нейтронами, Препринт ОИЯИ РЗ-5392, Дубна, 1970.
2. Ю.Ю.Косвинцев, Ю.А.Кушнар, В.И.Морозов. Измерение спектров потока УХН магнитным интегральным спектрометром, - Атомная энергия, 48, 166, 1980.

3. В.К.Игнатович, Г.И.Терехов, Удержание ультрахолодных нейтронов в ядерных ловушках. (Теория), Сообщение ОИЯИ Р4-8567, Дубна, 1976 .
4. Ю.Ю.Косвинцев и др. Хранение ультрахолодных нейтронов низких энергий в сосудах с конденсированными металлическими стенками, — Письма в ЖЭТФ, 28, 164, 1978.
5. Ю.Ю.Косвинцев, Ю.А.Кушнир, В.И.Морозов, Эксперименты по хранению ультрахолодных нейтронов. — ЖЭТФ, 77, 1277, 1979.

СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИЙ  
 $10^{-4} - 10^{-8}$  эВ НА ГРАВИТАЦИОННОМ НЕЙТРОННОМ СПЕКТРОМЕТРЕ

А.В. Антонов, А.И. Исаков, А.П. Кржков, С.П. Кузнецов,  
И.В. Мешков, А.Д. Перекрестенко

(ФИАН, МИФИ)

С помощью гравитационного нейтронного спектрометра исследована зависимость полных и неупругих сечений взаимодействия очень холодных нейтронов с *Cu*, *Cu-65*, *W*, *Mo*, *Ti*, *V*, *Be*, *Ta*, *Nb*, *Pd*.

The dependence of total and inelastic cross sections on the velocity of very cold neutrons interacting with Cu, Cu-65, W, Mo, Ti, V, Be, Ta, Nb, Pd was investigated by using a gravitational neutron spectrometer.

Настоящая работа посвящена изучению процесса взаимодействия нейтронов очень низких энергий ( $10^{-8}$  эВ  $\leq E \leq 10^{-4}$  эВ) с рядом твердых поликристаллических тел: *Cu*, *Cu-65*, *W*, *Mo*, *Ti*, *V*, *Be*, *Ta*, *Nb*, *Pd*. Измерения проводили на гравитационном нейтронном спектрометре [1,2]. Энергия нейтронов определялась по временам пролета ими 6-метрового вертикального нейтронотода. Разрешение спектрометра по энергии составило 16%. Установка давала возможность проводить измерения с образцами как при комнатной температуре, так и при температуре жидкого азота. Значения полных эффективных сечений взаимодействия нейтронов ( $\sigma_t$ ,  $\Sigma_t$ ) с изучаемыми веществами определяли по пропусканию нейтронов через образец.

В названной выше области энергий в определяемые  $\sigma_t$ ,  $\Sigma_t$  основной вклад вносят процессы захвата нейтронов, их неупругое фоновое рассеяние и флуктуационное рассеяние на неоднородностях (дефектах) среды. При энергиях нейтронов, меньших  $10^{-6}$  эВ, становится заметной рефракция [3,7], связанная с

многократным отражением нейтронов на границах образца, имеющего толщину больше, чем длина волны нейтрона, а также преломление нейтронной волны на границе вакуум-образец. С учетом поправки на рефракцию  $\bar{\sigma}_t$  вычислялось по формуле [2, 4]

$$\bar{\sigma}_t = -\frac{1}{Nd} \ln \left\{ \left[ \left( \frac{1}{2} \frac{T^2}{R^2} \right)^2 + \frac{1}{R^2} \right]^{1/2} - \frac{1}{2} \frac{T^2}{R^2} \right\},$$

где  $N$  - число атомов в  $1 \text{ см}^3$  исследуемого вещества;  $d$  - толщина образца;  $T$  - наблюдаемое пропускание нейтронов через образец;  $T$  и  $R$  соответственно коэффициенты прохождения и отражения нейтронной волны от рассеивающего потенциала  $\langle U \rangle = (2\pi/m) \hbar^2 NB_{\text{ког}}$ ;  $\hbar$  - постоянная Планка;  $B_{\text{ког}}$  - когерентная амплитуда рассеяния исследуемого вещества;  $m$  - масса нейтрона. В результате учета поправки на преломление нейтронной волны в веществе скорость нейтрона в веществе определялась как  $V' = \sqrt{V_z^2 \pm V_{zp}^2}$ . Здесь  $V_z$  - вертикальная составляющая скорости нейтрона при подлете к образцу;

$V_{zp}$  - граничная скорость нейтрона, определяемая условием

$$E_n = \langle U \rangle, \quad \text{т.е.} \quad V_{zp} = (2\hbar/m) \sqrt{NB_{\text{ког}} \cdot \pi}.$$

На рис.1,2 показаны полученные с учетом этих поправок зависимости  $\bar{\sigma}_t(v')$  и  $\Sigma_t(v')$  для вышеназванных веществ. Характеристики образцов приведены в табл. Из рис.1 видно, что зависимости  $\bar{\sigma}_t(v')$  для  $W$ ,  $Ti$ ,  $Mo$ ,  $Ta$ ,  $Pd$ ,  $Cu$ ,  $Cu-65$ , измеренные при комнатной температуре и температуре жидкого азота, хорошо аппроксимируются законом  $\bar{\sigma}_t \sim 1/v'$ . Разность ординат этих кривых для  $Cu$ ,  $Cu-65$ ,  $Mo$  определяет вклад в полное сечение, вносимый неупругим фонным рассеянием ( $\bar{\sigma}_{ie}$ ) при комнатной температуре. Значения  $\bar{\sigma}_{ie}$  для скорости нейтронов  $v' = 10 \text{ м/сек}$  приведены также в табл. Для  $Pd$  и  $Ti$  выделить  $\bar{\sigma}_{ie}$  не удалось. Из полученных при температуре 80 К экспериментальных данных (за исключением  $W$  и  $Ta$ , измерения на которых были проведены только при комнатной температуре) экстраполицией было определено  $\bar{\sigma}_t$  в тепловой области ( $v = 2200 \text{ м/сек}$ ), оказавшееся, как видно из табл., в удовлетворительном согласии с данными [5] для сечений захвата.

На рис.2 показаны зависимости  $\Sigma_t(v')$  для  $Be$ ,  $V$ ,  $Nb$ . Для измерений использовали образец прессованного  $Be$ , два образца холоднокатаного  $V$ , образец из хо-

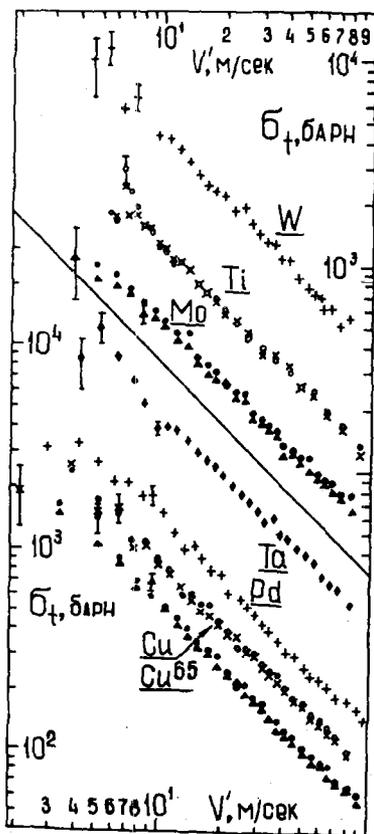
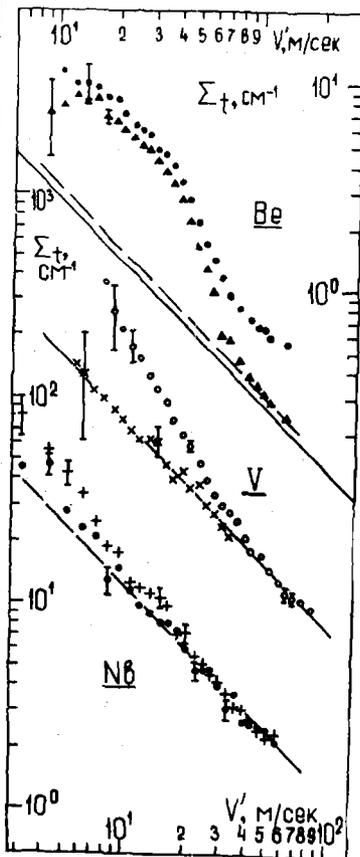


Рис.1 Полные микроскопические нейтронные сечения в зависимости от скорости нейтронов: +, o, ●, ◆ - комнатная температура образцов; x, ▲ - температура 80 K.

Рис.2 Полные макроскопические нейтронные сечения в зависимости от скорости нейтронов. Be: ● - температура образца 297 K, ▲ - температура 80 K; V - неотожженный образец ( $d = 69,7$  мкм), x - отожженный образец ( $d = 28,7$  мкм); Nb: ● - неотожженный образец, + - отожженный образец.



Характеристика	Элемент									
	Cu	Cu-65	Mo	Ti	Pd	W	Ta	V	Be	Nb
Чистота, %	99,99	98	99,98	99,83	99,99	99,96	99,98	99,82	98,39	99,99
Толщина образ- ца, мкм	75,1	120	100,8	79,6	98,7	23,6	21,6	28,7 69,7	$5 \cdot 10^3$	245
Температура образцов, К	297 80	293 80	297 80	297 80	295 80	295	293	297 80	297 80	296 80
$\sigma_{\pm}$ , барн (экстрапл. по $\sigma \sim (V)^{-1}$ в область $V = 2200$ м/сек)	$3,77 \pm$ 0,16	$2,32 \pm$ 0,08	$2,80 \pm$ 0,08	$5,8 \pm$ 0,8	$6,6 \pm$ 0,1	$20 \pm$ 1	$21,3 \pm$ 1,2	$5,0 \pm$ 0,8	$(129 \pm$ $1) \cdot 10^{-3}$	$1,0 \pm$ 0,1
$\sigma_{\pm}$ , барн ( $V = 2200$ м/сек) [5]	$3,79 \pm$ 0,03	$2,17 \pm$ 0,03	$2,65 \pm$ 0,03	$6,1 \pm$ 0,2	$6,9 \pm$ 0,4	$18,5 \pm$ 0,5	$19,0 \pm$ 0,7	$5,04 \pm$ 0,04	$(9,2 \pm$ $1,0) \times$ $\times 10^{-3}$	$1,15 \pm$ 0,05
$\sigma_{ie}$ , барн ( $V' = 10$ м/сек)	$33 \pm$ 30	$30 \pm$ 10	$20 \pm$ 10	-	-	-	-	-	$21,5 \pm$ 4,3	-

холоднокатаного  $Nb$ . Один из образцов  $V$  был подвергнут отжигу в вакууме в течение 1 часа при температуре  $900^{\circ}C$ . На рис.2 экспериментальные точки, полученные с этим образцом, обозначены крестиками, а измерения со вторым образцом (не подвергавшемся отжигу) - кружками. С  $Nb$  измерения были проведены первоначально с неотожженным образцом, затем с этим же образцом после 3,5-часового отжига в вакууме при температуре  $1000^{\circ}C$ . Результаты измерений с неотожженным  $Nb$  на рис.2 обозначены точками, а с отожженным - крестиками. Измерения проводили при комнатной температуре и при температуре жидкого азота. Исходя из различия данных, полученных при двух температурах (см.рис.2, табл.), для  $Be$  удалось выделить вклад неупругого фононного рассеяния в значения полных сечений при комнатной температуре. Измерения для  $V$  и  $Nb$ , показанные на рис.2, были получены при температуре 80 К. Из рис.2 видно, что при скоростях нейтронов, меньших некоторых, наблюдаются существенные отклонения значений  $\Sigma_{\epsilon}$  от закона  $\sim 1/v'$  для прессованного  $Be$ , холоднокатаного неотожженного  $V$  и холоднокатаного отожженного  $Nb$ . Эти отклонения можно рассматривать как упругое рассеяние очень холодных нейтронов на неоднородностях вещества. По экспериментальным точкам, соответствующим закону  $\Sigma_{\epsilon} \sim 1/v'$ , экстраполицией было определено  $\sigma_z$  в тепловой области, оказавшееся, как видно из табл., для  $V$  и  $Nb$  в удовлетворительном согласии с данными [5] для сечений захвата. Наблюдавшееся для  $Be$  значительное отличие наших данных от литературных объясняется наличием в бериллии примесей, обладающих для нейтронов очень низких энергий заметным сечением захвата.

#### Список литературы

1. Антонов А.В., Исаков А.И. и др. Краткие сообщения по физике ФИАН, 1977, № 10, с.10.
2. Антонов А.В., Исаков А.И. и др. Краткие сообщения по физике ФИАН, 1978, № 11, с.13.
3. Зельдович Я.Б., ЖЭТФ, 1959, № 9, с.1389.
4. Steyerl A. Nucl.Instr.and Meth., 1972, N 101, p.295.
5. Mughabghab S.F. and Garber D.I. Neutron Cross Sections, BNL-325, 1973.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ  
С ГАЗООБРАЗНОЙ СРЕДОЙ

Ю.Ю.Косвинцев, Ю.А.Кушнир, В.И.Морозов, Г.И.Терехов  
(НИИАР им. В.И.Ленина)

Приведены результаты исследований процесса взаимодействия  
УХН с газами. Показано, что полное сечение взаимодействия УХН  
с газообразной средой подчиняется закону  $\sigma_t \sim \frac{1}{v}$ .

Определены значения времени жизни УХН в различных газооб-  
разных средах.

The results of investigations of UCN - gas mediums  
interaction are described. Total cross-section of UCN -  
gas medium interaction are shown to be allow  $\sigma_t \sim \frac{1}{v}$  law.  
The times of UCN life in some gas mediums are given.

Исследование процесса взаимодействия ультрахолодных нейтронов  
с газами представляет интерес по нескольким причинам. С чисто  
практической стороны это необходимо для оценки влияния остаточ-  
ных газов в сосудах для хранения УХН на величину времени удержа-  
ния нейтронов. Требования к точности таких оценок особенно возра-  
стают, когда время удержания УХН составляет несколько сотен секунд,  
то-есть приближается к времени распада нейтрона.

Знание полных сечений взаимодействия  $\sigma_t$  УХН с различными газообразными соединениями может пролить свет на природу поверхностного адсорбированного слоя в материале сосудов для хранения УХН. Упомянутый слой, предположительно, является причиной аномального нагрева УХН [1].

Данные по полным сечениям могут позволить для простых газообразных соединений находить с высокой точностью амплитуды рассеяния нейтронов, а для сложных — оказаться полезными для изучения их структуры и динамики.

Специфической особенностью взаимодействия ультрахолодных нейтронов с газами является то, что скорость УХН  $v \ll \bar{v}_m = \sqrt{\frac{8KT}{\pi M}}$ , где  $\bar{v}_m$  — средняя скорость молекул газа;  $K$  — постоянная Больцмана;  $T$  — температура;  $M$  — масса молекулы. Взаимодействие УХН с молекулой сводится к захвату их ядрами атомов, входящих в состав молекулы, или рассеянию на поступательных, вращательных, а при высоких температурах колебательных движениях молекулы. В процессе рассеяния нейтрон с вероятностью, практически равной единице, приобретает энергию  $\sim KT$  и выходит из диапазона энергий УХН.

Полное сечение взаимодействия УХН  $\sigma_t = \sigma_c + \sigma_{inel}$ , где  $\sigma_c$  — сечение захвата;  $\sigma_{inel}$  — сечение неупругого рассеяния, должно при этом всегда подчиняться закону  $\sigma_t \sim 1/v$ , что следует из неклассических рассуждений. Сечение взаимодействия есть вероятность взаимодействия в единицу времени, отнесенная к потоку нейтронов. При  $v \ll \bar{v}_m$  нейтрон, движущийся в газообразной среде, облучается практически изотропным потоком газовых молекул, и вероятность взаимодействия не зависит от скорости нейтрона. Отсюда следует, что

$$\sigma_t = \frac{\int n(v_m) v_m \sigma_t'(v_m) dv_m}{v \int n(v_m) dv_m}, \quad (1)$$

где  $n(v_m)$  - функция, описывающая распределение числа молекул в единице объема по скоростям молекул  $v_m$  (функция распределения Максвелла);  $\sigma_t'(v_m)$  - полное сечение взаимодействия нейтрона, налетающего на молекулу, имеющую скорость  $v_m$  (сечение усреднено по различным ориентациям молекулы). Из соотношения [1] видно, что

$$\sigma_t = \frac{A}{v}, \quad \text{где величина } A, \text{ определяемая как}$$

$$A = \frac{\int n(v_m) v_m \sigma_t'(v_m) dv_m}{\int n(v_m) dv_m}, \quad (2)$$

зависит только от вида газа и его температуры. Особенно просто величина  $A$  определяется для одноатомного газа, когда  $\sigma_t'(v_m) = \sigma_0 + \frac{\sigma_{ci} v_i}{v_m}$ , где  $\sigma_0$  - сечение рассеяния на свободном ядре;  $\sigma_{ci}$  - сечение захвата нейтрона ядром при некоторой фиксированной скорости нейтрона  $v_i$  относительно ядра. В этом случае

$$A = \frac{\int n(v_m) v_m [\sigma_0 + \frac{\sigma_{ci} v_i}{v_m}] dv_m}{\int n(v_m) dv_m} = \sigma_0 \bar{v}_m + \sigma_{ci} v_i. \quad (3)$$

Проверка выполнимости закона  $\sigma_t \sim \frac{1}{v}$  для некоторых газов производилась на вертикальном гравитационно-ускорительном канале реактора СМ-2, предназначенном для формирования узких моноэнергетических пучков нейтронов в диапазоне энергий  $2(10^{-8} + 10^{-6})$  эВ [2] (рис.1). Формирование нейтронных пучков осуществлялось путем последовательного торможения и ускорения в поле тяжести УХН, извлекаемых из замедлителя реактора транспортным нейтроноводом.

УХН из выходного патрубка транспортного нейтроновода поступали в приемную камеру вертикального ускорительного кана-

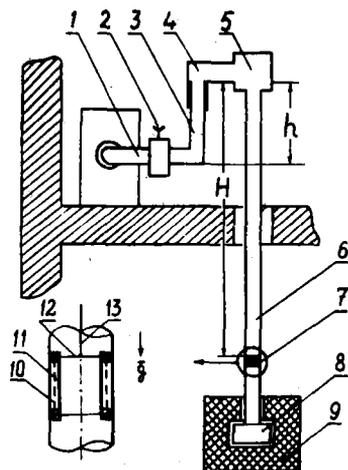


Рис. 1. Схема вертикального гравитационного канала ультрахолодных нейтронов:

1 - транспортный горизонтальный нейтронпровод; 2 - выходной патрубок; 3 - подводный нейтронпровод; 4 - телескопическое соединение; 5 - приемная камера; 6 - вертикальный канал; 7 - мишень; 8 - детектор; 9 - защита; 10 - полиэтилен; 11 - корпус газовой ампулы; 12 - входное окно; 13 - крепящая нить.

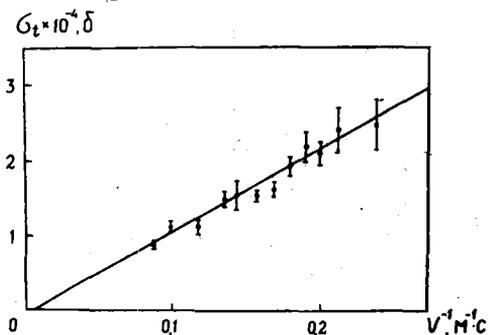


Рис. 2. Зависимость  $\sigma_t$  для водорода от скорости нейтронов

ла. Падаая вниз по каналу, нейтроны ускорялись, приобретая за один сантиметр пройденного пути дополнительную энергию  $1 \cdot 10^{-8}$  эв. В канале устанавливалась газовая мишень в виде герметичной цилиндрической ампулы, наполненной исследуемым газом, с входным и выходным окнами из алюминиевой фольги толщиной 60 микрон. Глубина погружения ампулы в канал  $H$  могла изменяться, за счет чего варьировалась энергия нейтронов, облучающих мишень.

Измерения  $\sigma_f$  велось методом пропускания. Регистрация нейтронов, прошедших через газовую мишень, производилась газовым пропорциональным счетчиком на основе  $Ne^3$ .

На рис. 2 приведена зависимость  $\sigma_f$  от скорости нейтронов, полученная для водорода. При определении  $\sigma_f$  учитывалась угловая расходимость нейтронного пучка и эффект надбарьерного отражения нейтронов от алюминиевых окон ампулы. Обработка при помощи МЭК полученных экспериментальных значений  $\sigma_f$  показала, что

$$\sigma_f = \left[ (-0.08 \pm 0.2) + \frac{(10.7 \pm 0.6)}{v^2} \right] \cdot 10^4 \text{ барн,}$$

где  $v$  выражено в м/сек. Таким образом, в пределах ошибки измерений отклонений от закона  $\sigma_f \sim 1/v^2$  не обнаружено.

Поскольку взаимодействие УХН с газовыми молекулами приводит к захвату нейтрона либо выводу его из диапазона энергий УХН, то можно ввести характерное время жизни  $\tau_g$  ультрахолодного нейтрона в газовой среде. Очевидно, что  $\tau_g = \frac{1}{n \sigma_f v} = \frac{1}{nA}$ , где  $n$  - число молекул в единице объема. Так как давление газа  $p = nkT$ , то  $\tau_g = \frac{kT}{pA}$ , т.е. характерное произведение  $p \tau_g = \frac{kT}{A}$  является величиной постоянной при фиксированной температуре газа.

Экспериментально время жизни нейтрона в газовой среде легко

определяется при хранении УХН в замкнутом сосуде, наполненном исследуемым газом:

$$\bar{t}_g = \frac{\bar{t}_{cg} \cdot \bar{t}_c}{\bar{t}_c - \bar{t}_{cg}}, \quad (4)$$

где  $\bar{t}_{cg}$  — время хранения нейтронов в сосуде с газом;  $\bar{t}_c$  — время хранения нейтронов в сосуде без газа. В силу закона  $\sigma_t \sim 1/v$  время жизни нейтронов в газе не зависит от их скоростей, а следовательно, и от наличия гравитации, искажающей поле скоростей нейтронов. Поэтому для измерения  $\bar{t}_g$  может быть использован произвольный спектр УХН.

На рис. 3 приведена схема экспериментальной установки, использованной на реакторе СМ-2 для определения  $\bar{t}_g$  в различных газообразных средах. Хранение УХН осуществлялось в герметичном медном сосуде диаметром 56 см и высотой 24 см, заключенном в вакуумный кожух. В днище сосуда имеется отверстие для входа и выхода УХН, закрытое алюминиевой фольгой толщиной 60 микрон. На крышке вакуумного кожуха смонтирован шток с заслонкой, которой открывалось или закрывалось алюминиевое окно сосуда. Герметичность сосуда обеспечивалась при этом за счет сиффона (см. рис. 3).

Напуск газа в сосуд и его откачка производились по трубке. Сосуд наполнялся газом до необходимого давления, которое контролировалось оптическим микроманометром. При измерениях сначала определялось время хранения УХН в откачанном сосуде, затем — в сосуде с исследуемым газом. На рис. 4 приведены характерные кривые хранения УХН для откачанного сосуда и для сосуда, наполненного гелием и аргоном. Величина  $\bar{t}_g$  определялась из соотношения. Всего было исследовано 9 различных газовых сред. Соответствующие значения полученных характерных произведений  $\rho \bar{t}_g$

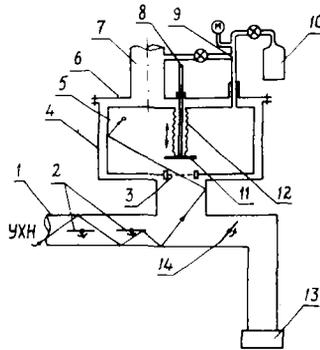


Рис. 3. Схема установки для измерения времени жизни нейтронов в газообразных средах:

1 - нейтронотвод; 2 - входные заслонки; 3 - алюминиевая мембрана; 4 - вакуумный кожух; 5 - сосуд для хранения УХН; 6 - крышка; 7 - откачной патрубок; 8 - шток; 9 - трубка подачи газа; 10 - баллон; 11 - заслонка; 12 - сильфон; 13 - детектор; 14 - выходная заслонка.

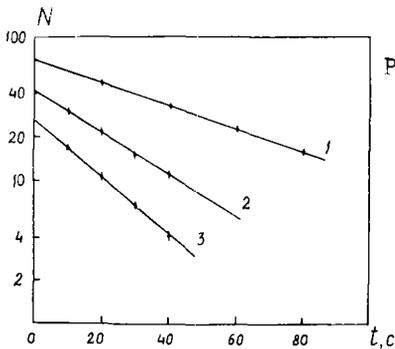


Рис. 4. Кривые хранения УХН в сосуде:

- 1 - вакуумированный сосуд;
- 2 - сосуд с Ar при  $p = 2,95$  торр;
- 3 - сосуд с He при  $p = 9,6$  торр

приведены в таблице.

Значения характерных произведений  $\rho E_g$  для различных газов.

Газ	He	Ar	H <sub>2</sub>	N <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O	CO <sub>2</sub>	D <sub>2</sub> O	Воздух
$\rho E_g$	46,7 ±	260	4,90	11,85	52,6	0,36	20	1,65	
ГПа с	±33	±6,7	±1,6	±1,60	±5,3	±0,05	±2,9	±0,25	24,7 ± 3,5

#### Список литературы

1. А.В.Стрелков, М.Хетпельт, Наблюдение разогрева ультрахолодных нейтронов как причины аномального ограничения времени их хранения в замкнутых сосудах. Сообщение ОИЯИ РЗ-10815, Дубна, 1977.
2. Ю.Ю.Косвинцев, Ю.А.Кушнир, В.И.Морозов, Установка для получения моноэнергетических пучков ультрахолодных и очень холодных нейтронов. Препринт НИИАР П - 4 /412/, Дмитровград, 1980.

## О ВОЗМОЖНОСТИ УЛУЧШЕНИЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ ОЦЕНКИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ДИПОЛЬНОГО МОМЕНТА НЕЙТРОНА

Ю. А. Александров  
(ОИЯИ)

Обращается внимание на то, что изучение дифракции поляризованных тепловых нейтронов на совершенных монокристаллах с малой амплитудой рассеяния открывает возможность для увеличения чувствительности кристалл-дифракционного метода поиска ЭДМ нейтрона и улучшения имеющейся в настоящее время оценки ЭДМ.

It is noted in the paper that a study of diffraction of polarized thermal neutrons on perfect monocrystals with a small scattering amplitude opens a possibility to increase the sensitivity of the crystal-diffraction method of search for neutron electric dipole moment and to improve its available estimate.

Уточнение имеющейся в настоящее время экспериментальной оценки электрического дипольного момента (ЭДМ) нейтрона ( $|\mu|/e < 1,5 \cdot 10^{-24}$  см) наталкивается на затруднения, связанные с возможностями магнитно-резонансного метода [1], в частности с ограничениями напряженности электрического поля, приложенного к рабочему объему прибора.

В 1967 году Шаллом и Натансом [2] был применен кристалл-дифракционный метод, использующий, по существу, внутриатомное электрическое поле. Однако чувствительность этого метода определяется влиянием швингеровского рассеяния (интерференцией его с ядерным), вследствие чего в работе [2] была получена сравнительно грубая оценка ЭДМ ( $6 \cdot 10^{-22}$  см).

В настоящем сообщении рассматривается одна из возможностей увеличения чувствительности кристалл-дифракционного метода, позволяющая, по-видимому, в ближайшем будущем продвинуться в оценке величины ЭДМ нейтрона.

Как известно, интегральная интенсивность тепловых нейтронов брэгговского дифракционного пика, соответствующего векто-

ру обратной решетки  $\vec{\tau}$ ,

$$I_{\tau} \sim F_{\tau}^2 \sim [a^2 + (a' + f_{\text{яд}} + f_d)^2], \quad (1)$$

где  $a + ia'$  - амплитуда ядерного рассеяния;

$$if_d = i \frac{Ze(1-f)}{k} \cdot \frac{D}{v} \text{Cosec} \theta \cdot (\vec{P}\vec{e}) = if'_d (\vec{P}\vec{e}) - \quad (2)$$

амплитуда дипольного рассеяния ( $f'_d \approx 10^{-19}$  см для отражения (110) вольфрама при  $D/e \approx 2 \cdot 10^{-24}$  см);

$$if_{\text{шв}} = i \frac{1}{2} M_n \left( \frac{k}{Mc} \right) \left( \frac{Ze^2}{k^2 c} \right) (1-f) \text{ctg} \theta (\vec{P}\vec{n}) = if'_{\text{шв}} (\vec{P}\vec{n}) - \quad (3)$$

амплитуда швингеровского рассеяния ( $f'_{\text{шв}} \approx 3 \cdot 10^{-15}$  см для отражения (110) вольфрама);  $f$  - атомный форм-фактор;

$v$  - скорость нейтрона;  $\theta$  - угол Брэгга;  $\vec{P}$  - вектор поляризации нейтронов;  $D$  - ЭДМ нейтрона;  $\vec{e} = \frac{\vec{k} - \vec{k}_0}{2k \sin \theta}$  - вектор рассеяния;  $\vec{n} = (\vec{e} \times \vec{k}_0) / k^2 \sin 2\theta$ .

Эксперимент [2] заключался в поиске асимметрии рассеяния поляризованных в плоскости рассеяния тепловых нейтронов при изменении знака  $\vec{P}$ . Величина  $f_d$  максимальна, когда вектор  $\vec{P}$  лежит точно в плоскости рассеяния и параллелен  $\vec{e}$ . В этом случае  $(\vec{P}\vec{n}) = 0$  и таким образом  $f_{\text{шв}} = 0$ . Однако условие  $(\vec{P}\vec{n}) = 0$  практически невыполнимо (в работе [2] из-за неточности ориентации угол между вектором  $\vec{P}$  и плоскостью рассеяния составлял  $\approx 4'$ ), что приводит к интерференции швингеровского рассеяния с ядерным и ограничивает чувствительность метода к ЭДМ.

Рассмотрим теперь дифракцию нейтронов на совершенном кристалле, установленном в положение Лауэ (на прохождение) (см. рис. I).

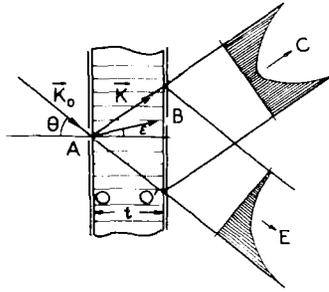


Рис.1. А - входная щель; В - сканирующая щель; О - отражающие плоскости; С - дифрагированные волны; Е - прошедшие волны.

Интенсивность нейтронов, распространяющихся в кристалле под углом  $\epsilon$  описывается в приближении сферических волн формулой [3,4]:

$$I = \frac{C}{(1-\gamma^2)^{1/2}} J_0^2 \left[ A(1-\gamma^2)^{1/2} \operatorname{tg} \theta \right] \rightarrow \frac{C}{(1-\gamma^2)^{1/2}} \sin^2 \left[ \frac{\pi}{4} + A(1-\gamma^2)^{1/2} \operatorname{tg} \theta \right], \quad (4)$$

где  $\gamma = \operatorname{tg} \epsilon / \operatorname{tg} \theta$ ;  $A = 2tN \operatorname{Re}(F_c F_{-c})^{1/2} d_c$ ;  $N$  - число элементарных ячеек в  $1 \text{ см}^3$ ;  $d_c$  - межплоскостное расстояние;  $C$  - константа. Вычислим величину  $\operatorname{Re}(F_c F_{-c})^{1/2}$ . При вычислении примем во внимание, что при операции  $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$   $f_d$  и  $f_{we}$  изменяют знак. Получим:

$$\operatorname{Re}(F_c F_{-c})^{1/2} \sim [a^2 + a'^2 + (f_{we} + f_d)^2]^{1/2}. \quad (5)$$

Таким образом, в формулу (4) под знаком синуса будет входить величина, не содержащая членов, обусловленных интерференцией ядерного и лвингеровского рассеяния. Поскольку  $\vec{n} \perp \vec{e}$ , то формулу (5) можно записать в виде

$$\operatorname{Re}(F_c F_{-c})^{1/2} \sim [a^2 + a'^2 + |\vec{P}|^2 (f'_{we} \cos \varphi + f'_d \sin \varphi)^2]^{1/2}, \quad (6)$$

где  $\varphi$  - угол между векторами  $\vec{n}$  и  $\vec{P}$  (см. рис.2).

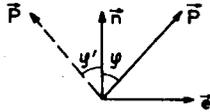


Рис.2.

Рассмотрим конкретный пример дифракции поляризованных тепловых нейтронов на семействе плоскостей (110) совершенного кристалла вольфрама, выраженного из изотопической смеси с очень малой величиной  $a$  ( $\approx 90\%$   $^{186}\text{W}$  в смеси) [5]. Для такой смеси величина  $a' \approx 10^{-15}$  см. Пользуясь формулами (4) и (6), можно легко показать, что изменение интенсивности  $\Delta I/I$  при изменении угла  $\psi$  на  $\psi' = -\psi$  составит не менее  $10^{-3} - 10^{-2}$  при значениях  $|D|/e = 1,5 \cdot 10^{-24}$  см,  $t = 2$  см,  $\psi = 45^\circ$ ,  $\epsilon = 0$ ,  $\lambda \approx 2 \cdot 10^{-8}$  см,  $|\beta| = 1$ .

При проведении предлагаемого эксперимента важно выполнить условие  $\psi' = -\psi$ , иными словами, прокалибровать прибор при  $f'_d \rightarrow 0$ . Поскольку  $f'_d \sim \frac{1-t}{\sin \theta} \cdot \frac{1}{v}$ , а  $f_{ue} \sim (1-t) \cdot \frac{1}{v} \cdot \theta$ , то отношение  $\frac{f'_d}{f_{ue}} \sim \frac{\cos \theta}{\psi}$  при фиксированном  $\theta$  уменьшается, как  $1/v$ . Поэтому калибровку прибора можно провести на более быстрых нейтронах, используя отражения высоких порядков.

В заключение заметим, что, хотя в настоящее время в литературе пока нет данных о работе с совершенными кристаллами вольфрама, быстрое развитие техники выращивания монокристаллов из тугоплавких материалов [6] позволяет надеяться, что предлагаемый эксперимент может быть осуществлен в ближайшем будущем.

### Список литературы

1. Лобашов В.М., Серебров А.П. Школа по нейтронной физике. ОИЯИ, ДЗ-11787, 1978.
2. Shull C.G., Nathans R. - Phys. Rev. Lett., 1967, 19, N 7, p.384.
3. Shull C.G., Oberteuffer J.A. - Phys. Rev. Lett., 1972, 29, Bd 13.
4. Stassis C., Oberteuffer J.A. - Phys. Rev., 1974, Bd 10, N 12, p.5192.
5. Александров Ю.А. и др. - ЯФ, 1969, 10, 328.
6. Савицкий Е.М. и др. Развитие плазменных методов выращивания монокристаллов тугоплавких металлов и сплавов. - В кн.: Монокристаллы тугоплавких и редких металлов, сплавов и соединений. М.: Наука, 1977, с.5.

## ПОВЕРХНОСТНОЕ СМЕЩЕНИЕ НЕЙТРОНА ПРИ ОТРАЖЕНИИ

А. А. Серегин

(ФЭИ)

Показано, что отражение нейтронов от границы между двумя средами должно сопровождаться смещением нейтрона вдоль границы. В этой связи обсуждается рассеяние ультрахолодных нейтронов на стенках замкнутых сосудов.

The reflection of neutron from a boundary between two media is shown to be accompanied by the displacement of neutron along the boundary. Ultracold neutron scattering on the walls of a closed container is discussed in this connection.

Явления отражения, преломления и полного отражения нейтронных волн хорошо изучены и широко используются. В настоящем докладе указывается на возможность существования поверхностного смещения нейтрона при его отражении от границы раздела двух сред.

Как отмечалось в работе [1], при отражении и преломлении плоских нейтронных волн на плоской границе раздела вакуума со средой граничные условия такие же, как и для плоской электромагнитной волны с электрическим вектором, лежащим в плоскости, перпендикулярной к плоскости падения. Отсюда следует, что коэффициенты Френеля  $\mathcal{Z}$  и  $f$  для отраженной и преломленной плоской нейтронной волны по аналогии с электромагнитной волной можно записать в виде

$$\mathcal{Z} = \frac{\cos \theta - \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}{\cos \theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}}; \quad f = \frac{2 \cos \theta}{\cos \theta + \sqrt{n^2 - \sin^2 \theta}},$$

где  $\theta$  - угол падения, измеряемый от нормали к поверхности, и  $n$  - коэффициент преломления для нейтронов.

Если продолжать аналогию между электромагнитной волной и нейтроном, то следует напомнить интересную особенность отражения электромагнитного пучка (части плоской волны размером  $L > \lambda$ , вырезанной диафрагмой). Если электромагнитный пучок из опти-

чески плотной среды падает на границу раздела с оптически менее плотной средой, то при углах падения  $\theta > \theta_{кр} = \arcsin n$  наблюдается поверхностное смещение пучка вдоль поверхности [2]. Этот теоретический результат был полностью подтвержден экспериментально [3, 4]. Подобное явление должно наблюдаться и при отражении нейтронов.

Пусть волновой пакет, который вырезается диафрагмой размером  $L > \lambda$  из плоской нейтронной волны, падает под углом  $\theta$  к границе раздела вакуум-среда. При угле падения  $\theta = \theta_{кр} = \arcsin n$  наблюдается полное отражение волнового пакета от поверхности. При угле падения  $\theta > \theta_{кр}$  будет наблюдаться поверхностное смещение волнового пакета вдоль границы раздела, которое схематически изображено на рис. I. Суть поверхностного смещения состоит в том, что нейтрон не отражается в точке падения, а проникает в среду на глубину порядка длины волны  $\lambda$  и затем выходит из среды. Расстояние между входом и выходом нейтрона из среды и есть поверхностное смещение  $\Delta$ . Аналитическое выражение для поверхностного смещения нейтрона  $\Delta$  получается так же, как и для поверхностного смещения электромагнитной волны [2]. С учетом коэффициентов Френеля для нейтрона оно имеет следующий вид:

$$\Delta = \frac{\lambda}{\pi} \frac{\operatorname{tg} \theta}{\sqrt{\sin^2 \theta - n^2}}.$$

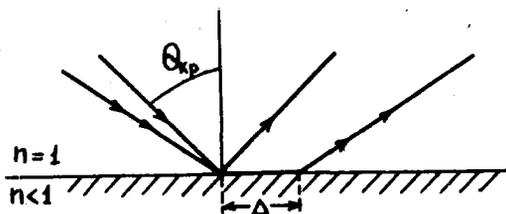


Рис. I. Схематическое изображение отражения при углах падения  $\theta > \theta_{кр}$

Таким образом, поверхностное смещение нейтрона зависит от длины волны нейтрона  $\lambda$  и угла падения  $\theta > \theta_{кр}$ . Из-за

малой глубины проникновения нейтрона в среду можно считать, что нейтрон при отражении как бы движется вдоль поверхности. При больших углах падения поверхностное смещение может достигать нескольких длин волн, а при многократном отражении оно увеличивается в число раз, равное числу отражений, что можно использовать для его экспериментального обнаружения (см. рис. 2).

Для ультрахолодных нейтронов с энергией  $E \leq 10^{-7} \text{ эВ}$  поверхностное смещение будет наблюдаться при углах падения  $\theta > 0^\circ$ . Таким образом, при хранении УХН в замкнутых сосудах нейтрон при ударе о стенку как бы скользит вдоль поверхности, что можно рассматривать как увеличение проникновения нейтронов в среду. Так как длина волны УХН сравнима со средним размером характерных неровностей шероховатой поверхности, то процесс отражения нейтронов значительно усложняется. Если предположить, что при движении нейтрона по поверхности возможна его локализация (образование стоячих волн или квазистационарных состояний), то процесс утечки нейтронов из замкнутых сосудов можно представить в виде двух стадий: локализация нейтрона с последующим "нагреванием" или "поглощением". В рамках такой гипотезы можно на-  
 чественно объяснить наблюдаемые особенности хранения УХН в замкнутых сосудах.

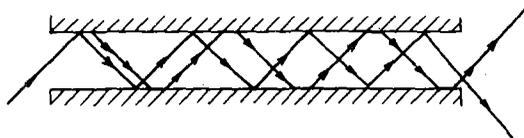


Рис. 2. Схематическое изображение суммирования поверхностных смещений при многократных отражениях

#### Список литературы

1. Франк И.М. Препринт ОИ ЯИ, РЗ-7810, Дубна, 1974.
2. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР, 1957.
3. Goos F., Hänchen H. Ann. Phys., 1947, 1, 333.
4. Goos F., Lindberg-Hänchen H. Ann. Phys., 1949, 2, 251.

## ПРЕДСКАЗАНИЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ СВЯЗАННЫХ СОСТОЯНИЙ НЕЙТРОНА В ВЕЩЕСТВЕ

А.А.Серегин

(ФЭИ)

Предлагается обзор результатов по теоретическому предсказанию и экспериментальному обнаружению связанных нейтронных состояний в веществе.

The results theoretical prediction and experimental observation of the neutron bound states in the matter are reviewed.

В пренебрежении магнитным взаимодействием взаимодействие медленного нейтрона с веществом описывается эффективной потенциальной энергией

$$V = \frac{2\pi\hbar^2}{m} N\sigma,$$

где  $m$  - масса нейтрона;  $N$  - число ядер в единице объема и  $\sigma$  - когерентная длина рассеяния нейтрона на связанном ядре. Для большинства веществ величина этого взаимодействия порядка  $10^{-7}$  эв и в зависимости от знака  $\sigma$  оно может быть как положительным, так и отрицательным. Именно этим эффективным взаимодействием нейтрона с веществом определяются оптические свойства нейтрона, на нем основано удержание нейтронов с энергией  $E \leq 10^{-7}$  эв в замкнутом сосуде и оно приводит к образованию связанных нейтронных состояний в веществе.

В 1970 году Ю.Маган указал, что в нерегулярном кристалле с  $V > 0$  и в регулярном кристалле с  $V < 0$  могут существовать связанные состояния нейтрона [1]. Действительно, если рассмотреть кристалл с порой сферической формы, то при  $V > 0$  она будет представлять собой потенциальную яму для нейтрона. Критический размер такой поры, соответствующий появлению связанного состояния, определяется соотношением

$$R_{кр} = \frac{\pi\hbar}{\sqrt{8mV}}$$

Таким образом, пора в кристалле размером  $R > R_{кр}$  является фактически ловушкой для нейтрона с малой энергией связи.

У кристалла с  $V < 0$  уже сам кристалл представляет собой макроскопическую ловушку для нейтронов. Так как размер кристалла велик по сравнению с  $R_{кр}$ , то число связанных состояний  $N$  в такой ловушке огромно. Из квазиклассической оценки следует, что при  $|V| \sim 10^{-7}$  эв  $N \sim 10^{16}$ .

Так как связанные нейтроны почти полностью находятся в веществе, то это накладывает существенные ограничения на время жизни связанного нейтрона. Поэтому для выяснения возможности существования связанных нейтронных состояний необходим анализ вероятностей процессов поглощения связанного нейтрона в реакции ( $n, \gamma$ ) и поглощения фонона связанным нейтроном. Такой анализ был сделан в работе [1], и он не только доказал реальную возможность существования связанных нейтронных состояний в веществе, но и выявил ряд неожиданных и интересных деталей. Во-первых, оказалось, что время жизни связанного нейтрона относительно поглощения фонона не зависит от энергии связи нейтрона и при гелиевых температурах кристалла составляет десятки и сотни секунд. Во-вторых, основное ограничение на время жизни связанного нейтрона в веществе налагается процессом поглощения нейтрона из связанного состояния, но само поглощение составляет только часть полного сечения поглощения, соответствующего реакции ( $n, \gamma$ ).

В-третьих, было установлено, что между вероятностью поглощения фонона связанным ядром и вероятностью поглощения связанного нейтрона существует связь, которая зависит от температуры кристалла и от количества и размера пор. Отсюда следуют экспериментальные возможности для исследования долгоживущих нейтронов в кристалле. Например, пусть на кристалл, толщина которого ограничена отсутствием двукратных неупругих столкновений, падает поток монохроматических нейтронов с энергией  $E$ , меньшей температуры Дебая. Тогда переход нейтрона из непрерывного спектра в связанное состояние возможен только с испускания нейтроном фонона с энергией, близкой к  $E$ . Так как связанный нейтрон может поглотиться или поглотить фонон, то меняя температуру кристалла, можно эксперименталь-

но изучать соотношение между этими процессами. Как показали оценки, при потоке нейтронов в  $10^{10}$  н/сек в одну секунду в  $1 \text{ см}^3$  кристалла в связанное состояние будут захватываться несколько нейтронов.

Позже для обнаружения связанных нейтронных состояний был предложен другой эксперимент [2], в котором используются потоки ультрахолодных нейтронов. Предлагалось измерить коэффициент прохождения ультрахолодных нейтронов через трехслойную мишень. Первый и третий слой этой мишени должны быть изготовлены из вещества с длиной когерентного рассеяния  $b_1 > 0$  и соответственно толщинами  $d_1$  и  $d_3$ . Второй слой толщиной  $d_2$  — из материала с  $b_2 < b_1$ . Тогда для нейтрона, падающего перпендикулярно к плоскостям такой мишени, эффективная потенциальная энергия представляет двугорбный барьер (см. рисунок). У двугорбного потенциального барьера имеется внутренняя яма и при определенных значениях ширины и глубины этой ямы внутри нее могут существовать квазистационарные (квазисвязанные) состояния нейтрона в веществе. В квазиклассическом приближении энергия этих состояний равна

$$E = V_{min} + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2md_2^2} (n + 1/2)^2,$$

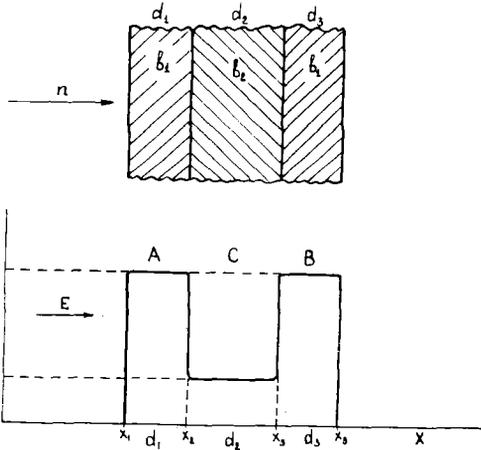
где  $n = 0, 1, 2, \dots$ .

При прохождении нейтронов с энергией  $V_{min} < E < V_{max}$  через такой двугорбный барьер из-за возможности образования квазистационарных состояний коэффициент прохождения нейтрона резонансным образом зависит от энергии нейтрона. Действительно, коэффициент прохождения нейтрона через двугорбный барьер в этом случае определяется в квазиклассическом приближении выражением

$$P(E) = \left\{ 4 \cos^2 \sigma \left( \frac{1}{\sqrt{P_A P_B}} + \frac{\sqrt{P_A P_B}}{16} \right)^2 + \frac{1}{4} \sin^2 \sigma \left( \sqrt{\frac{P_A}{P_B}} + \sqrt{\frac{P_B}{P_A}} \right)^2 \right\}^{-1},$$

где  $\sigma = \frac{d_2}{\hbar} \sqrt{2m(E - V_{min})}$  и  $P_{A,B} = \exp\left\{-\frac{2d_{4,3}}{\hbar} \sqrt{2m(V_{max} - E)}\right\}$ .

Из этой формулы следует, что при  $\sigma = \pi(n + 1/2)$  (что совпадает с энергией состояний во внутренней яме барьера) коэффициент про-



Схематическое изображение эффективной потенциальной энергии взаимодействия нейтрона с трехслойной мишенью. ( $V_{max}$  и  $V_{min}$  - энергия взаимодействия нейтрона с веществом первого и второго слоя)

хождения достигает максимума:

$$P_{max}(E) = \frac{4 \rho_A \rho_B}{(\rho_A + \rho_B)^2},$$

а при  $\sigma = \pi n$  - минимума:

$$P_{min} = \frac{\rho_A \rho_B}{4}.$$

Наиболее ярко выраженный резонансный характер коэффициент прохождения имеет при  $\rho_A = \rho_B$ .

В этом случае  $P_{max} = 1$  и  $P_{min} = \rho_A^2 / 4$ .

В квазиклассическом приближении можно найти не только положения резонансов, но и их ширину  $\Gamma_n = \hbar \omega (\rho_A + \rho_B) / 4 \pi$ , энергетический интервал между резонансами  $\hbar \omega = E_{n+1} - E_n$  и зависимость коэффициента прохождения от энергии вблизи резонанса:

$$P(E - E_n) = \Gamma_n^2 / [\Gamma_n^2 + (E - E_n)^2].$$

Таким образом, измеряя коэффициент прохождения монохроматических ультрахолодных нейтронов через многослойную мишень, можно экспериментально обнаружить квазистационарные состояния нейтрона в веществе. Для проведения эксперимента необходима мишень с толщинами слоев в несколько сотен ангстрем.

Совсем недавно западногерманские физики, возглавляемые А. Штейерлом, основываясь на теоретических предсказаниях, смогли экспериментально обнаружить квазисвязанные состояния нейтрона в веществе [3]. Имея в своем распоряжении "гравитационный диффрактометр" с разрешением в 2 нэв, они смогли измерить зависимость коэффициента прохождения (от отражения) от энергии падающих нейтронов при их прохождении (отражении) через многослойную мишень. Для создания двугорбого барьера были сделаны две мишени. В первой мишени на стеклянную подложку последовательно наносились слои меди толщиной 240 Å, затем алюминия (860 Å), снова слой меди (240 Å), и все это покрывалось защитным слоем алюминия (100 Å). Эта мишень использовалась в экспериментах по отражению ультрахолодных нейтронов от многослойной мишени.

Вторая мишень готовилась на кварцевой подложке, на которую в указанном порядке наносились следующие слои: Al (110 Å), Cu (180 Å), Al (1670 Å), Cu (180 Å), и Al (110 Å). Эта мишень использовалась в экспериментах по пропусканию ультрахолодных нейтронов через многослойную мишень. Особенно большое внимание при изготовлении мишеней было уделено постоянству толщины слоев по всему образцу. В данной работе точность по толщине была лучше 3%.

В экспериментах по отражению был обнаружен резонансный минимум при энергии  $E \approx 11$  нэв с шириной  $\Gamma = 3,9$  нэв. В измерениях по пропусканию, где использовалась вторая мишень, удалось увидеть два резонанса при энергиях  $E_1 = 76$  нэв и  $E_2 = 102$  нэв с ширинами  $\Gamma_1 = 1,6$  нэв,  $\Gamma_2 = 3,0$  нэв. Полученные результаты хорошо согласуются с теоретическими значениями.

Таким образом, данный эксперимент прямо указал на существование связанных состояний нейтронов в веществе. Проведение эксперимента с многослойной мишенью показало, что такая мишень может служить в качестве нейтронного спектрометра с разрешением в 1 нэв, а принцип работы такого спектрометра аналогичен принципу работы оптического интерферометра Фабри-Перо [2].

#### Список литературы

1. Каган Ю. Письма в ЖЭТФ, 1970, II, стр. 235.
2. Серегин А.А. ЖЭТФ, 1977, 73, стр. 1634.
3. Steinhauser K.A., Steyerl A. et al. Phys.Rev. Lett., 1980, 44, p. 1306.

**ПОЛУЧЕНИЕ НЕЙТРОННО-ОПТИЧЕСКОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ С ПОМОЩЬЮ ОЧЕНЬ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ (ПРОБЛЕМЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ)**

А. И. Франк

(ИАС им. К. В. Курчатова)

Рассмотрены способы получения нейтронного изображения, основанные как на применении ядерных и магнитных линз, так и на отражении нейтронов от зеркал. Рассмотрены проблемы хроматизма оптических систем, в частности гравитационного хроматизма, и методы ахроматизации оптических систем. Обсуждаются перспективы создания нейтронной микроскопии.

The possibility of application of nuclear and magnetic lenses and mirrors to image formation with neutrons are analyzed. The problems of chromatic aberration of those devices and gravity aberration in particular together with methods of achromatization of optical systems are investigated. The possibility of creating of neutron microscope is discussed.

В общем случае потенциал взаимодействия медленных нейтронов может быть записан следующим образом [1]:

$$U = U_{\text{яг}} + U_{\text{магн}} + U_{\text{грав}} = \frac{\hbar^2}{2m} \frac{N^2}{\lambda} - \sqrt{8} mg\lambda, \quad (1)$$

где  $\lambda$  - длина когерентного рассеяния;  $m$  - масса нейтрона;  $\mu$  - магнитный момент нейтрона;  $N$  - число атомов в единице объема;  $g$  - ускорение силы тяжести;  $B$  - магнитная индукция.

Описывая движения нейтрона в потенциальном поле на оптическом языке, получим:

$$n^2(\vec{r}) = \frac{k^2(\vec{r})}{k^2(\vec{r}_0)} = 1 - \lambda^2(\vec{r}_0) \frac{2m}{\hbar^2} U(\vec{r}), \quad (2)$$

здесь  $n$  - показатель преломления;  $k$  - волновое число;  $U(\vec{r}_0) = 0$ ;  $\lambda$  - длина волны де Бройля. Это выражение, представляющее собой закон дисперсии, справедливо для любого потенциала при условии независимости его от  $\lambda$ . Анализируя (2), можно сделать некоторые достаточно важные выводы, в частности: 1) оптические системы, основанные на преломлении, хроматичны; 2) если существует поверхность раздела сред с различным значением потенциала, т.е. с разным показателем преломления, то для такой границы справедливы обычные законы преломления, отражения и формулы Френеля. Оптические устройства, основанные на отражении, ахроматичны; 3) грани-

на области с положительным потенциалом характеризуется некоторыми значениями граничной скорости (граничной длины волны) и граничной энергии.

$$\lambda_{cp} = \frac{h}{\sqrt{2mU}}; \quad v_{cp} = \sqrt{\frac{2}{m} U(r)}; \quad E_{cp} = \frac{mv_{cp}^2}{2} \quad (3)$$

При этом, если нормальная к поверхности компонента скорости частицы меньше граничной, имеет место полное в отсутствие поглощения отражение. В случае  $v < v_{cp}$  полное отражение возможно для всех углов падения, в противном случае — только для углов  $\theta < \theta_{cp}$ :

$$\theta_{cp} = \arccos(v_{\perp}/v). \quad (4)$$

В отсутствие гравитации, используя пространственную зависимость ядерного и магнитного потенциалов, можно сконструировать аксиально-симметричную оптическую систему, получая возможность трехмерной фокусировки нейтронов. Учёт гравитации приводит к требованию вертикального расположения оптической оси, если требовать аксиальной симметрии системы.

Величины  $U_{ag}$  для большинства веществ порядка  $10^{-7}$  эВ,  $U_{mag} = 6 \cdot 10^{-12}$  эВ/Гс и в обычных полях имеет тот же порядок. Поэтому наибольшие возможности для использования в оптических устройствах имеют, видимо, ультрахолодные нейтроны (УХН) с энергиями  $E \leq 10^{-7}$  эВ и очень холодные нейтроны (ОХН) с энергиями  $E \leq 10^{-5}$  эВ.

### Возможные оптические элементы (ОЭ)

Ядерные линзы (призмы). Впервые на возможность создания ядерных линз и призм для нейтронов обратил внимание Э.Ферми [2]. Впоследствии были созданы ядерные призм [3, 4]. Применение ядерных ОЭ с преломлением для тепловых нейтронов затруднено малым отклонением от единицы коэффициента преломления, а для очень медленных нейтронов — большим значением сечения поглощения. По формуле (2) ядерные ОС хроматичны.

Зеркала. Для УХН можно использовать полное отражение при всех углах падения и создавать зеркальные оптические системы, пригодные для получения изображения с помощью вогнутых зеркал [5]. В работе [6] вогнутое цилиндрическое зеркало применяли для двумерной фокусировки УХН. Вогнутое зеркало пригодны и для фокусировки ОХН, если работать в области углов, меньших критических. Достоинством зеркальных систем является их ахроматичность.

Магнитные линзы для фокусировки УХН и ОХН рассматривались неоднократно [7,8]. Достоинством их является возможность применения для нейтронов довольно широкого диапазона энергий. Магнитные линзы хроматичны.

Дифракционные ОЭ. Для очень медленных нейтронов применение дифракции на монокристаллах, видимо, невозможно из-за большой длины волны. Можно использовать искусственные дифракционные решетки для двумерной фокусировки или зонные пластинки Френеля для трехмерной. Опыт применения зонной пластинки имеется даже для холодных нейтронов [9]. Разумеется, все дифракционные системы хроматичны.

#### Проблема хроматизма

Итак, из всех ОЭ ахроматическими являются только зеркала. Однако влияние силы тяжести на траекторию нейтрона (член  $U_{zp}$  в (1)) превращает в зеркальную оптическую систему в хроматическую [5]. Поскольку предварительная монохроматизация нейтронов ведет к резкому снижению светосилы, вопрос об ахроматизации представляется весьма важным.

Дифракционная компенсация хроматизма. Одно из решений проблемы состоит в одновременном применении в оптической системе ОЭ разной природы, обладающих хроматизмом разного знака. В работе [10] предложено использовать зонное зеркало: сочетание вогнутого зеркала с зонной пластинкой. В этом случае хроматизм дифракционной системы компенсирует гравитационный хроматизм для нейтронов с определенным диапазоном длин волн.

До последнего времени это предложение по уменьшению гравитационных искажений было единственным. Ниже излагается суть двух других возможных способов решения этой проблемы.

Магнитная компенсация гравитации. Возможно компенсировать силу тяжести нейтрона силой, действующей на нейтрон в неоднородном магнитном поле. Проведенные нами расчеты показывают, что возможно создание магнитной системы, удовлетворяющей условиям:

$$\mu \frac{\partial |B|}{\partial z} = mg, \quad \frac{\partial |B|}{\partial \rho} \ll \frac{\partial |B|}{\partial z} \quad (5)$$

в достаточно большой области пространства, что приводит к уменьшению гравитационного хроматизма в десятки раз. Магнитная компенсация в отличие от зонного зеркала эффективна для всех скоростей, но при конкретных размерах магнитной системы имеются ограничения на размер оптического устройства.

Возможен ещё один, относительно простой, но менее универсальный способ акроматизации.

Многозеркальная система. Используя многозеркальную оптическую систему, проходя которую нейтроны меняют направление движения относительно силы тяжести, можно также существенно снизить гравитационный хроматизм. Нами рассчитана четырехзеркальная система, в которой нейтроны последовательно отражаются от плоского, двух вогнутых зеркал разного радиуса и еще одного плоского зеркала. Расчеты показывают, что при определенных геометрических параметрах, для системы достаточно больших размеров (расстояние между вогнутыми зеркалами 10 см) можно получить разрешение 0,1-0,2 мкм от источника диаметром 0,5 см, используя нейтроны со скоростями 3,5-5,0 м/с. Переход к более быстрым нейтронам улучшает разрешение.

#### Перспективы создания нейтронного микроскопа

Поскольку, как нам кажется, основные технические средства для получения нейтронного изображения в принципе имеются, основным препятствием на пути создания нейтронного микроскопа является недостаточная интенсивность существующих источников очень медленных нейтронов. Однако имеющийся в этом направлении прогресс и новые идеи [11,12] позволяют надеяться, что это препятствие будет со временем преодолено. Будущий нейтронный микроскоп сможет, видимо, давать изображение, контрастное по химическому составу. Особенно велик эффект химического контраста должен быть для органических (биологических) объектов, благодаря отрицательной длине когерентного рассеяния водорода. Достижимые разрешения могут занять промежуточное положение между разрешением оптического и электронного микроскопов. Возможна работа как в обычном, проекционном, так и в сканирующем режиме. Вероятно, осуществима фазочувствительная модификация этого прибора.

Тщательный анализ возможных применений нейтронного микроскопа еще предстоит сделать, однако можно надеяться, что, будучи созданным, он найдет достаточно значимое место в ряду современных методов исследования вещества.

#### Список литературы

1. Шапиро Ф.Л. - Препринт ОИЯИ РЗ-7135. Дубна, 1973;  
Шапиро Ф.Л. В кн.: Нейтронные исследования. М.: Наука, 1976, с. 229.
2. Ферми Э. Научные труды, т.2, М.: Наука, 1972, с.236.

3. Maier-Leibnitz H., Springer T. Z. Phys., 1962, v.167, p.368.
4. Landkammer F.D. Z. Phys., 1966, v. 166, p. 113.
5. Франк И.М. Природа, 1972, № 9, с. 24.
6. Камукеев Н.Т., Чиков Н.Ф. Болг. физ. жур., 1980, т.5, с.529.
7. Матора И.М. Атомная энергия, 1969, т. 26, с. 71.
8. Терехов Г.И. Письма в ЖЭТФ, 1977, т.3, с. 1275.
9. Beunon W.M., Pink A.G. Nature, 1950, v. 283, N 5749, p. 749.
10. Steyerl A., Schutz G. Appl. Phys., 1976, v. 17, p. 45.
11. Намнов В.А. ДАН, 1976, т. 211, с. 76.
12. Golub M., Pandlebury J.L. Phys. Lett., 1975, v.62A, p.337.

ПЕНДЕЛЛЭСУНГ-ЭФФЕКТ ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ  
ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ КРИСТАЛЛОМ

А. Я. Дзюблик

(ИЯИ АН УССР)

Вычисляется сечение однофононного когерентного неупругого рассеяния тепловых нейтронов идеальной кристаллической пластиной с простой кубической решеткой. При этом учитывается упругая дифракция нейтрона до и после неупругого столкновения. Показано, что существует пенделлэсунг-эффект, когда падающая нейтронная волна удовлетворяет условию Брэгга, соответствующему дифракции Лауэ.

The cross-section for one-phonon inelastic scattering of thermal neutrons by a perfect crystal slab with simple cubic lattice is calculated taking into account the elastic diffraction of neutrons before and after inelastic collision. It is shown that the pendellösung effect exists when the Bragg condition corresponding to Laue diffraction is fulfilled for the incident wave.

Динамическая теория упругого многократного рассеяния тепловых нейтронов идеальным кристаллом была развита в работе [1]. Обобщение ее на случай неупругого рассеяния нейтронов кристаллом было сделано в [2]. Однако при этом не учитывалась роль колебаний атомов кристалла при расчете упругой дифракции нейтронов в кристалле. Нам построена теория [3], свободная от этого недостатка.

Обозначим через  $\hat{H}_0$  сумму оператора кинетической энергии нейтрона и гамильтониана кристалла, а через  $\hat{V}_k$  - оператор взаимодействия нейтрона с  $\vec{k}$ -м ядром

$$\hat{V}_k = \frac{2\pi\hbar^2}{m} v \delta(\vec{z} - \vec{R}_k), \quad (1)$$

где  $v$  - длина когерентного рассеяния;  $\vec{z}$ ,  $\vec{R}_k$  - радиус-вектора нейтрона и  $\vec{k}$ -го ядра.

Полная волновая функция системы нейтрон + кристалл  $\Psi_n^+$  удовлетворяет уравнению

$$\Psi_a^+ = \chi_a + \frac{1}{E_a + i\eta - \hat{H}_0} \sum_{\vec{n}} \hat{V}_{\vec{n}} \Psi_a^+, \quad (2)$$

где  $\eta \rightarrow +0$ ;  $E_a$  - энергия системы. Волновая функция  $\chi_a$ , описывающая начальное состояние системы, имеет вид:

$$\chi_a = |\alpha_0\rangle |\vec{k}_0\rangle, \quad (3)$$

где  $|\alpha_0\rangle$  - волновая функция кристалла до столкновения;  $|\vec{k}_0\rangle$  - волновая функция нейтрона. Волновую функцию  $\Psi_a^+$  можно разложить в ряд по функциям кристалла  $|\beta\rangle$

$$\Psi_a^+(\vec{r}, \vec{z}) = \sum_{\beta} \langle \beta | \Psi_a^+ \rangle |\beta\rangle, \quad (4)$$

где волновые функции кристалла зависят от нормальных координат  $\vec{z}$ , а коэффициенты разложения  $\langle \beta | \Psi_a^+ \rangle$  описывают нейтрон в канале  $|\beta\rangle$ . Чтобы найти волновую функцию нейтрона, неупруго рассеянного в канал  $|\alpha\rangle$ , решаем (2) итерациями:

$$\Psi_a^+ = \sum_{k=0}^{\infty} \left( \frac{1}{E_a + i\eta - \hat{H}_0} \sum_{n_s=0}^{N_s-1} \hat{T}_{n_s} \right)^k \chi_a, \quad (5)$$

где

$$\hat{T}_{n_s} = \sum_{n_1, n_2} \hat{V}_{\vec{n}} \quad (6)$$

есть оператор рассеяния нейтрона кристаллической плоскостью с номером  $n_s$ ;  $N_s$  - число плоскостей. Толщина пластины  $\mathcal{D} = N_s d$ , где  $d$  - расстояние между соседними плоскостями. Поскольку амплитуда неупругого рассеяния нейтрона кристаллом с рождением фонона по порядку величины в  $\sqrt{N}$  раз меньше, чем амплитуда упругого рассеяния ( $N$  - число атомов кристалла), то учтем лишь одно неупругое столкновение нейтрона и все возможные упругие. Тогда для  $|\alpha\rangle = \hat{a}_{\vec{q}j}^+ |\alpha_0\rangle$ , где  $\hat{a}_{\vec{q}j}^+$  - оператор рождения фонона  $\vec{q}j$ , имеем

$$\langle \alpha | \Psi_a^+ \rangle = \sum_{n_s=0}^{N_s-1} \Phi_{n_s}(\vec{z}), \quad (7)$$

где

$$\Phi_{n_2}(\vec{z}) = \hat{V}_\alpha \langle \alpha | (E_\alpha + i\eta - \hat{H}_0)^{-1} \hat{T}_{n_2} | \alpha_0 \rangle \hat{V}_{\alpha_0} | \vec{k}_0 \rangle \quad (8)$$

и

$$\hat{V}_\beta \equiv \sum_{k=0}^{\infty} \langle \beta | (E_\alpha + i\eta - \hat{H}_0)^{-1} \sum_{\vec{k}} \hat{V}_{\vec{k}} | \beta \rangle \rangle^k \quad (9)$$

Операторы  $\hat{V}_{\alpha_0}$  и  $\hat{V}_\alpha$  определяют упругую дифракцию нейтрона в начальном канале  $|\alpha_0\rangle$  и в конечном  $|\alpha\rangle$ . Итак, нейтронная волна  $\langle \alpha | \Psi_\alpha^+ \rangle$  является когерентной суперпозицией волн  $\Phi_{n_2}$ , неупруго рассеянных различными плоскостями и испытавших дифракцию. Функция  $\Psi(\vec{z}) = \hat{V}_{\alpha_0} | \vec{k}_0 \rangle$  удовлетворяет уравнению

$$\Psi(\vec{z}) = | \vec{k}_0 \rangle + \langle \alpha_0 | (E_\alpha + i\eta - \hat{H}_0)^{-1} \sum_{\vec{k}} \hat{V}_{\vec{k}} | \alpha_0 \rangle \Psi(\vec{z}), \quad (10)$$

в чем можно убедиться, решая (10) итерациями и учитывая (9).  
 Такому же уравнению подчиняется функция  $\Phi_{n_2}$ , в котором  $| \vec{k}_0 \rangle$  надо заменить на волну, неупруго рассеянную плоскостью  $n_2$ .  
 Уравнение (10) решалось в [1].

Если падающая волна  $| \vec{k}_0 \rangle$  удовлетворяет условию Брэгга, соответствующему симметричной дифракции Лауэ, то внутри кристалла

$$\Psi(\vec{z}) = \sum_{\mu=1,2} \left( C_\mu^{(1)} e^{i\vec{k}_0 \vec{z} + i\delta_\mu z} + C_\mu^{(2)} e^{i\vec{k}_\mu \vec{z} + i\delta_\mu z} \right), \quad (11)$$

где ось  $\vec{z}$  перпендикулярна к поверхности пластины и направлена вглубь её;  $\vec{k}_\mu = \vec{k}_0 + 2\pi \vec{H}$ ;  $\vec{H}$  - вектор обратной решетки перпендикулярный к оси  $\vec{z}$ . Положим, что для рассеянной волны не выполняется условие Брэгга. Тогда неупруго рассеянная волна позади пластины ( $z > D$ ) имеет вид

$$\langle \alpha | \Psi_\alpha^+ \rangle = \sum_{\nu=0,1} F_{\vec{z},\nu}(\vec{k}_0, \vec{k}') \quad (12)$$

$$\times \sum_{\mu=1,2} C_{\mu}^{(\nu)} \frac{1 - e^{iQ_{\mu}D}}{Q_{\mu}d} e^{i\delta' D} |\bar{k}'\rangle,$$

где  $F_{\bar{q}_j}$  - амплитуда неупругого рассеяния нейтрона одной плоскостью с рождением фонона  $\bar{q}_j$ ;  $\delta'$  - проекция разности волновых векторов рассеянного нейтрона внутри и вне кристалла вдоль оси  $z$ ,

$$Q_{\mu} \equiv k_{0z} + \delta_{\mu} - q_z - k_z' - \delta'. \quad (I3)$$

Для сечения рассеяния нейтрона с рождением фонона  $\bar{q}_j$  получаем выражение

$$\sigma_{\bar{q}_j} = \frac{k'}{k_0} \left| \sum_{\nu=0,1} F_{\bar{q}_j}(\bar{k}_{\nu}, \bar{k}') \right. \\ \left. \times \sum_{\mu=1,2} C_{\mu}^{(\nu)} \frac{1 - e^{iQ_{\mu}D}}{Q_{\mu}d} \right|^2 \cdot e^{-2\gamma_m \delta' D}. \quad (I4)$$

Отсюда видно, что при изменении толщины пластины или длины волны нейтронов происходят осцилляции интенсивности в неупругом пике (пенделлэсунг-эффект). Причем эти осцилляции определяются двумя параметрами:  $Q_1$  и  $Q_2$  и поэтому носят более сложный характер, чем в случае обычной упругой дифракции [1]. Выражение (I4) при  $k_z' + \delta' = k_{0z} + q_z$  отличается от соответствующего выражения, выведенного в [2], тем, что в нем амплитуды  $C_{\mu}^{(\nu)}$  и волновые векторы зависят от фактора Дебая-Валлера; кроме того, в (I4) входит дополнительный множитель  $\exp(-2\gamma_m \delta' D)$ .

#### Список литературы

1. Каган Ю., Афанасьев А.М. ЖЭТФ, 1965, т.49, вып.5, с.1504.
2. Mendiratta S.K. Phys. Rev., 1976, v.14B, p.155.
3. Dzyublik A.Ya. Phys. stat.sol. (b), 1979, v.93, p.515.

О МЕХАНИЗМЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ РЕЗОНАНСНЫХ  $s$ -НЕЙТРОНОВ  
СО СФЕРИЧЕСКИМИ ЯДРАМИ

Э.А.Рудак

(Институт физики АН БССР)

Предлагается модель для описания взаимодействия резонансных  $s$ -нейтронов со сферическими ядрами, потенциал которых аппроксимируется комплексным потенциалом типа Вудса-Саксона. Модель основана на учете в показателе преломления дисперсионных членов, соответствующих возбуждению резонансных состояний в ядре-продукте.

A model for description of interaction between resonance  $s$ -neutrons and spherical nuclei whose potential is approximated by a complex Woods-Saxon potential is suggested. The model is based on allowance for dispersion terms, corresponding to excitation of resonance states in a product nucleus in a refractive index.

В настоящей работе рассматривается механизм ядерных реакций на резонансных  $s$ -нейтронах, длина волны которых гораздо больше размеров ядра. В этом случае взаимодействие налетающего  $s$ -нейтрона с ядром-мишенью нельзя рассматривать с точки зрения нуклон-нуклонных столкновений. Налетающий  $s$ -нейтрон и ядро-мишень образуют замкнутую квантовомеханическую систему с индивидуальным спектром характеристических частот. Экспериментально это подтверждается наличием в сечении взаимодействия медленных нейтронов с атомными ядрами узких резонансов, хорошо описываемых дисперсионной формулой Брейта-Вигнера.

Формально процесс взаимодействия медленных  $s$ -нейтронов с атомными ядрами может быть описан в рамках модели, предложенной в [1] и сходной по идеологии с  $R$ -матричной теорией резонансных ядерных реакций. В данной модели предполагается, что налетающий  $s$ -нейтрон не взаимодействует с ядром-мишенью на расстояниях  $r > R_0$ , где  $R_0$  - радиус ядра. Вследствие этого волновая функция  $s$ -нейтрона  $U(r)$  вне ядра зависит только от элемента матрицы рассеяния  $S_0$ , соответствующего упругому

каналу. Через матричный элемент  $S_0$  выражаются и эффективные интегральные сечения упругого и неупругого процессов

$$\sigma_e = (\pi/\kappa^2) |I - S_0|^2 ; \quad (1)$$

$$\sigma_r = (\pi/\kappa^2) (I - |S_0|^2) . \quad (2)$$

В свою очередь матричный элемент  $S_0$  выражается через логарифмическую производную волновой функции, взятую на поверхности ядра

$$f(E) = R_0 u'(R_0)/u(R_0) = g(E) - i h(E) ; \quad (3)$$

$$S_0 = - e^{-2ix} \frac{x - g(E) + i h(E)}{x + g(E) - i h(E)} , \quad (4)$$

где  $x = \kappa R_0$ . При наличии только упругого рассеяния  $f(E)$  является действительной величиной. Для учета и неупругих процессов  $f(E)$  необходимо полагать комплексной величиной.

Согласно [1] в резонансе  $g(E)$  разлагают в ряд Тейлора

$$g(E) \approx g'(E_\lambda)(E - E_\lambda) \quad (5)$$

и для ширины упругого  $\Gamma_e$  и неупругого  $\Gamma_r$  столкновений получают

$$\Gamma_e = -2x/g'(E_\lambda) ; \quad (6)$$

$$\Gamma_r = -2h/g'(E_\lambda) . \quad (7)$$

Ширина упругого рассеяния  $s$ -нейтронов очень хорошо изучена экспериментально. В частности, показано, что приведенная нейтронная ширина  $\Gamma_e^0 = \Gamma_e (I_{эв}/E_{эв})^{1/2}$  для  $s$ -резонансов одного и того же ядра подчиняется  $\chi^2$ -распределению с одной степенью свободы, т.е. носит случайный характер. Из определения  $\Gamma_e$  (6) следует, что и величина  $g'(E_\lambda)^{-1}$  также должна подчиняться  $\chi^2$ -распределению с одной степенью свободы. Как следствие, и ширина неупругого столкновения  $\Gamma_r$  (7) для  $s$ -резонансов одного и того же ядра также будет подчиняться  $\chi^2$ -распределению с одной степенью свободы. Эксперимент, од-

нако, не подтверждает этого вывода теории.

Для подавляющего большинства ядер среди неупругих процессов, характеризующих распад нейтронных  $s$ -резонансов, преобладает радиационный захват нейтронов, т.е.  $\Gamma_r \approx \Gamma_\gamma$ . И именно поведение полной радиационной ширины  $\Gamma_\gamma$  от резонанса к резонансу не согласуется с  $\chi^2$ -распределением с одной степенью свободы. Экспериментальные ширины  $\Gamma_\gamma$  для резонансов одного и того же ядра практически постоянны, подчиняются  $\chi^2$ -распределению с большим числом степеней свободы. Кроме того, при  $g'(E_\lambda)^{-1} \approx 0$  (это не противоречит  $\chi^2$ -распределению с одной степенью свободы) резонансное состояние превращается в стационарное, что физически не реально.

Недостаток используемой модели [1], приводящий к указанным противоречиям, состоит в том, что вблизи резонанса в матричном элементе  $S_0$  в ряд Тейлора разлагалась величина  $g(E)$ . Вследствие этого собственная энергия резонансного состояния  $E_\lambda$  полагалась действительной величиной. Из самых общих соображений ясно, что собственная энергия резонансного состояния должна быть комплексной величиной

$$E_\lambda = E'_\lambda - i\Gamma'_\lambda/2 \quad (8)$$

и в ряд Тейлора необходимо разлагать не величину  $g(E)$ , а самую логарифмическую производную  $f(E)$ . Соответствующие выкладки приведены в [2].

С учетом этого обстоятельства формула Брейта-Вигнера будет иметь обычный вид, однако ширина неупругого столкновения должна состоять из двух компонент

$$\tilde{\Gamma}_r = \Gamma_r + \Gamma'_\lambda, \quad (9)$$

где  $\Gamma'_\lambda$  - параметр теории.

Для того чтобы рассмотреть физический смысл ширины  $\Gamma_r$  и  $\Gamma'_\lambda$ , необходимо конкретизировать модель. Известно, что резонансная формула Брейта-Вигнера является квантовомеханическим аналогом электромагнитной резонансной формулы Лорентц-Лоренца. Естественно поэтому распространить аналогию и на показатель преломления ядерного вещества

$$n(E) = [(E + \tilde{V})/E]^{1/2}, \quad (10)$$

где  $\tilde{V} = V + iW$  - потенциал ядра. Для этого будем пола-

гать, что дисперсионные члены, соответствующие возбуждению резонансных состояний, содержатся в потенциале  $\tilde{V}$ , как и в случае обобщенного оптического потенциала [3].

В соответствии с этим потенциал взаимодействия налетающего  $s$ -нейтрона с ядром-мишенью выбирался в виде потенциала типа Вудса-Саксона плюс производная с глубиной потенциальной ямы

$$\tilde{V} = V + iW = \quad (II)$$

$$= (u + iV) + \sum_{\lambda} (u' + iV_{\lambda}) \frac{\omega_{\lambda}}{E_{\lambda} - E - i\Gamma'_{\lambda}/2 + \omega_{\lambda}}.$$

Здесь  $u$ ,  $V$ ,  $u'$  и  $V_{\lambda}$  - константы, характеризующие глубину потенциальной ямы;  $\Gamma'_{\lambda}$  имеет тот же смысл, что и в (8);  $\omega_{\lambda}$  характеризует изменение глубины потенциальной ямы от энергии нейтрона вблизи резонанса. Поверхностный потенциал полагался поглощающим  $iW'$ . Детали расчетов приведены в [4].

В указанной модели для ширины неупругого столкновения  $\tilde{\Gamma}_r$  имеем

$$\tilde{\Gamma}_r = \Gamma'_{\lambda} + 2[V + V_{\lambda} - (2a/R_0)W'] (\omega_{\lambda}/u'), \quad (I2)$$

где  $(\omega_{\lambda}/u') \sim \Gamma_0^0$ . Сравнивая (9) с (I2), видим, что ширине  $\Gamma_r$  соответствует второй член в (I2). И именно он может быть связан с механизмом возбуждения входных состояний с последующим усложнением структуры состояния за счет парных взаимодействий нуклонов.

С другой стороны, анализ распределения полных радиационных ширины  $\Gamma_r$  нейтронных  $s$ -резонансов в одном и том же ядре показывает, что в ширине неупругого столкновения  $\tilde{\Gamma}_r$  (9) должен преобладать член  $\Gamma'_{\lambda}$ . Предлагается следующая интерпретация ширины  $\Gamma'_{\lambda}$  и соответственно механизма взаимодействия налетающего  $s$ -нейтрона с ядром-мишенью.

После попадания налетающего  $s$ -нейтрона в поле действия ядерных сил ядра-мишени образуется система, состоящая из двух взаимодействующих подсистем - ядра-мишени и  $s$ -нейтрона. Вследствие этого волновая функция системы сразу же должна иметь сложный вид, а не состоять из одной компоненты типа  $\psi_0 u_N$ .

Волновая функция исходного состояния по структуре должна быть сходна с волновыми функциями связанных  $s$ -состояний, расположенных вблизи энергии связи нейтрона  $B_n$ . Число компонент  $N_s$  в таких волновых функциях должно быть порядка плотности

высоковозбужденных  $\alpha$ -состояний, т.е.  $\sim 10^3 + 10^6$ . Соответственно статистический вес одной конфигурации должен быть порядка  $\sim 1/N_g$ . Это обстоятельство и определяет характер распада данного состояния. Распад может идти тремя способами:

1. Происходит упругое рассеяние  $\alpha$ -нейтрона. Процесс описывается шириной  $\Gamma_0$ .

2. Система распадается по какому-либо неупругому каналу (преимущественно радиационный захват). Этим процессам соответствует ширина  $\Gamma_\lambda$ .

3. Происходит поглощение  $\alpha$ -нейтрона (переход из исходного  $\alpha$ -состояния в какое-либо связанное входное состояние) с дальнейшим распадом по какому-либо каналу. Процесс описывается шириной  $\Gamma_r$ , и вероятность его пропорциональна статистическому весу исходной  $\alpha$ -конфигурации  $\sim \Gamma_0^0$ .

Нетрудно показать, что матричные элементы, описывающие поглощение  $\alpha$ -нейтрона, пропорциональны величине  $\sim 1/N_g$ , а вероятность процесса  $\sim 1/N_g^2$ . Вероятность же  $\gamma$ -переходов из исходного состояния ядра-продукта на конечные уровни с небольшой энергией возбуждения пропорциональна только  $\sim 1/N_g$ . Вследствие этого в подавляющем большинстве ядер процесс поглощения  $\alpha$ -нейтрона идет с гораздо меньшей вероятностью, чем распад по  $\gamma$ -каналу. Лишь в том случае, если структура исходного состояния ядра-продукта сравнительно проста и  $N_g$  велико (сферические околоматрические ядра), поглощение  $\alpha$ -нейтрона может конкурировать с распадом по  $\gamma$ -каналу. Вполне возможно, этот случай и имеет место в реакции  $(n, \gamma)$  на резонансных нейтронах на ядре  $^{54}\text{Fe}$  [5].

#### Список литературы

1. Feinbach H., Fesslee D., Weiskopf V. Phys.Rev., 1947, v.71, p.145
2. Рудах Э.А. Препринт №168 № АН БССР, Минск, 1978
3. Feinbach H., - Ann.Phys., 1958, v.5, p.357
4. Рудах Э.А. - Препринт №173 № АН БССР, Минск, 1979
5. Allen B.J., Musgrove A.R. de L., Beldeman J.W., Macklin R.L. - Nucl.Phys., 1977, v.A283, p.37

# ОПТИКОМОДЕЛЬНОЕ ОПИСАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ СО СФЕРИЧЕСКИМИ ЯДРАМИ

В. Е. Маршалкин

(ИАЭ им. И. В. Курчатова)

На примере ядра  $^{208}\text{Pb}$  показана возможность оптикомодельного описания взаимодействия нейтронов с  $\xi < 1$  МэВ со сферическими ядрами.

The Ability of optical-model description of the interaction of  $\xi < 1$  MeV neutrons with the spherical nuclei is shown on the example of  $^{208}\text{Pb}$  nucleons.

В настоящее время оптическая модель [1] широко и успешно используется для расчетов полного сечения  $\sigma_{\text{с}}(\xi)$ , сечения потенциального рассеяния  $\sigma_{\text{сел}}(\xi, \nu)$ , сечения поглощения  $\sigma_{\text{с}}(\xi)$ , а также коэффициентов прилипания  $T_{\text{с}}(\xi)$  при описании взаимодействия нейтронов с энергией  $\xi \geq 1$  МэВ со сферическими ядрами.

Однако при энергии нейтронов  $\xi < 1$  МэВ рассчитанные значения  $T_{\text{с}}(\xi)$ ,  $\sigma_{\text{с}}(\xi)$ , а соответственно и  $\sigma_{\text{с}}(\xi)$ , как правило, значительно превышают экспериментальные значения силовых функций и соответствующих сечений. Кроме того, отклонение рассчитанной энергетической зависимости  $T_{\text{с}}(\xi)$  от реальной приводит к значительному искажению спектров нейтронов неупругого рассеяния  $P(\xi, \xi')$  в расчетах по статической модели в соответствии с зависимостью

$$P(\xi, \xi') \sim T(\xi') \cdot \rho(\xi - \xi'), \quad (1)$$

где  $\rho(\xi - \xi')$  — плотность возбужденных состояний ядра после рассеяния нейтронов.

Представляется естественным желание найти возможность разумного описания усредненных по резонансам сечений и силовых функций нейтронов в области энергий  $\xi < 1$  МэВ. Эта работа проделана для  $^{208}\text{Pb}$ .

Выявленная экспериментально резонансная структура [2] составного ядра  $^{209}\text{Pb}$  характеризуется поглощением нейтро-

нов  $p$ - и  $d$ -волн. Нижний  $p$ -резонанс имеет  $E^* = 80$  КэВ. Расстояние между резонансами с  $\Gamma^{n0} = \frac{1}{2}$  примерно 130 КэВ. Ширина этих резонансов при  $\xi \approx 100$  КэВ примерно 0,7 КэВ. Полное сечение при энергии  $\xi = 1$  КэВ равняется сечению потенциального рассеяния и характеризуется значением  $\approx \Pi, 3 \delta$ .

По величине сечения потенциального рассеяния при  $\xi = 1$  КэВ подобрано значение глубины вещественной части потенциала, которое оказалось равным 47 МэВ. Изменение этого значения с ростом энергии налетающих нейтронов определялось из условия наилучшего описания энергетической зависимости  $\sigma_{\xi}(\xi)$ ,  $\sigma_{el}(\xi)$  при  $\xi \geq 1$  МэВ и совпало с обычно используемым. Таким образом, глубина действительной части оптического потенциала определялась в виде

$$V(\xi) = -47 + 0,3 \cdot \xi. \quad (2)$$

По средним значениям нейтронной ширины и расстояния между резонансами определено значение коэффициента прилипания

$$\Gamma_{Iej}^{n0}(\xi) = \Gamma_{01\frac{1}{2}}^{n0} (100 \text{ КэВ}) = \frac{2n \Gamma^{\frac{1}{2}}}{D^{\frac{1}{2}}} \approx 0,03. \quad (3)$$

К этой величине следует относиться, как к оценке по порядку величины и справедливой при  $\xi \geq 0,1$  МэВ.

При  $\xi < 0,1$  МэВ мнимая часть потенциала должна стремиться к нулю, так как при отсутствии резонансов нет и поглощения нейтронов. Непосредственными расчетами установлено, что наиболее подходящей энергетической зависимостью мнимой части потенциала при  $\xi \leq 1$  МэВ, описывающей разумно поглощение нейтронов при  $\xi = 1$  МэВ,  $\xi \approx 0,1$  МэВ и стремящейся к нулю при  $\xi \rightarrow 0$ , является корневая зависимость. С учетом условия наилучшего описания экспериментально наблюдаемых значений  $\sigma_{\xi}(\xi)$  и  $\sigma_{el}(\xi)$  при  $\xi > 1$  МэВ глубина мнимой части потенциала определялась выражением

$$W_2 = \begin{cases} -4 - 1,03 \cdot \sqrt{\xi} & \text{при } \xi \geq 1 \text{ МэВ,} \\ -5,03 \cdot \sqrt{\xi} & \text{при } \xi \leq 1 \text{ МэВ.} \end{cases} \quad (4)$$

Геометрические параметры вещественной и мнимой частей потенциала определялись по описанию экспериментальных значений  $\sigma_{\xi}(\xi)$  и  $\sigma_{el}(\xi)$  в минимуме при  $\xi \approx 1$  МэВ и максимуме при  $\xi \approx 3,5$  МэВ и оказались равными  $R_0 = R_0 = 1,27 \text{ ф}$ ,  $\alpha = 0,65 \text{ ф}$ ,  $\bar{\alpha} = 0,47 \text{ ф}$ . Параметр спинорбитального взаимодействия принят равным  $V_{SO} = 6,5$  МэВ.

Таким образом, с одной стороны, удалось одновременно описать сечение потенциального рассеяния при всех значениях энергии нейтронов, силовую функцию для  $\rho$ -нейтронов при  $\xi \approx 100$  КэВ, наряду с описанием  $\bar{\sigma}_e(\xi)$  и  $\bar{\sigma}_e'(\xi)$ . С другой стороны, рассчитанные значения сечения образования составного ядра и соответственно сечения реакций приобрели разумные значения. Кроме того, уменьшение коэффициентов прилипания нейтронов при  $\xi \leq 0,1$  МэВ в  $\sim 10$  раз относительно считаваемых ранее позволит убрать существенные искажения в спектре нейтронов неупругого рассеяния.

#### Список литературы

1. Hodgson P.E. Nuclear reactions and nuclear structure. Clarendon Press, Oxford, 1971.
2. Mughabghab S.E., Garber D.I. Neutron Cross Sections. Volume I. Resonance Parameters. National Neutron Cross Section Center..., 1973.

О ФЛУКТУАЦИЯХ ПРИВЕДЕННЫХ ПАРЦИАЛЬНЫХ ГАММА-ШИРИН,  
УСРЕДНЕННЫХ ПО РЕЗОНАНСАМ

В.А.Князько, Е.А.Шиманович

(Институт физики АН БССР)

Рассматривается вопрос о флуктуациях усредненных приведенных парциальных  $\gamma$ -ширин в предположении случайных знаков для амплитуд конфигураций в волновых функциях компаунд-резонансов. В качестве примера анализируются флуктуации усредненных  $\gamma$ -ширин для нейтронных резонансов в  $^{181}\text{Ta}$  и протонных резонансов в  $^{60}\text{Ni}$ .

The fluctuations of reduced partial  $\gamma$ -widths averaged over resonances are considered in an assumption of the random signs for the amplitudes of resonance wavefunction configurations. The  $\gamma$ -transitions from the neutron resonances in  $^{181}\text{Ta}$  and proton resonances in  $^{60}\text{Ni}$  are analysed as an example.

Компаунд-резонансы, представляющие высоковозбужденные состояния ядра, характеризуются сложной структурой; для ядер с массовым числом  $A > 100$  их волновые функции включают более  $10^3$  компонент [1]. Амплитуды конфигураций волновых функций резонансов зависят от большого числа переменных и могут рассматриваться как независимые случайные величины. Согласно современным представлениям наблюдаемые прямые  $\gamma$ -переходы из резонансов на низковозбужденные уровни ядра-продукта могут идти за счет преимущественного  $\gamma$ -распада через небольшое число простых конфигураций, например входных состояний [2]. Такой ситуации, в частности, можно ожидать, если основной вклад в нормировку волновых функций заселяемых

уровней дает всего несколько простых конфигураций, а плотность связанных с ними электромагнитным взаимодействием конфигураций вблизи энергии резонансов мала. Можно предположить, что в отмеченном случае механизма  $\gamma$ -распада характер флуктуаций, усредненных по резонансам приведенных вероятностей прямых  $\gamma$ -переходов  $\langle B(\sigma L)_{if} \rangle_i$  одинакового типа  $\sigma$  и мультипольности  $L$  из резонансов с одинаковым спином, будет иным, чем в случае справедливости статистической модели, предполагающей высвечивание захватного состояния через большое число компонент с примерно одинаковыми вкладами. В настоящей работе рассматривается вопрос о связи флуктуации величин  $\langle B(\sigma L)_{if} \rangle_i$  с особенностями заселения конечных состояний.

Матричный элемент прямого  $\gamma$ -перехода из резонанса на конечный уровень  $f$  представим в виде [3]

$$M_{if} = \sum_n \sum_m C_n^i C_m^f M_{nm} = \sum_n C_n^i A_n^f \quad (1)$$

Здесь индекс  $n$  ( $m$ ) определяет конфигурацию типа остов плюс валентный нуклон;  $M_{nm}$  - матричный элемент электромагнитного взаимодействия, связывающего конфигурации  $n$  и  $m$  (в общем случае  $M_{nm}$  включает как одночастичные переходы валентного нуклона в поле остова, так и  $\gamma$ -переходы между состояниями остова [3]). Величины  $A_n^f$  определяются структурой заселяемого уровня и практически не зависят от энергии резонанса. Исключение составляет матричный элемент одночастичного  $\gamma$ -перехода, соответствующий валентному захвату [4]. Однако энергетическая зависимость валентной компоненты не принципиальна для целей настоящей работы и для упрощения ее можно пренебречь.

Предполагая случайный характер знаков для коэффициентов  $C_n^i$  (см., например, [3]), усредненное по резонансам значение величины  $M_{if}^2$  запишем

$$\langle M_{if}^2 \rangle = \sum_n g_n (A_n^f)^2, \quad (2)$$

где  $g_n = \langle (C_n^i)^2 \rangle_i$  - средний вклад конфигурации в

волновые функции резонансов. Исходя из вида выражения (2), разумно использовать для описания распределения величин  $\langle M_{i_f}^2 \rangle_i$  общий класс  $\chi^2$ -распределений с  $\nu$  степенями свободы, полагая, что  $A_n^{\dagger}$  статистически независимые, нормально распределенные величины. Используя соотношение  $\nu = 2\langle X_f^2 \rangle / D(X_f)$ , где  $X_f$  - случайная величина, подчиняющаяся  $\chi^2$ -распределению с  $\nu$  степенями свободы, получаем

$$\nu = \frac{\langle h_n \rangle^2}{\langle h_n^2 \rangle} P, \quad (3)$$

где  $h_n = g_n \langle (A_n^{\dagger})^2 \rangle_f$ , а  $P$  определяет число конфигураций резонансов, связанных по правилам отбора электромагнитным взаимодействием с компонентами конечных уровней (здесь предполагается, что основной вклад в рассматриваемые прямые  $\gamma$ -переходы дают одни и те же конфигурации резонансов).

Согласно (3) параметр  $\nu$  пропорционален числу компонент резонансов, участвующих в  $\gamma$ -распаде, и зависит от дисперсии их вкладов. При равенстве вкладов различных конфигураций ( $h_n = \text{const}$ ) параметр  $\nu$  принимает максимальное значение:  $\nu = P$ . В другом крайнем случае, соответствующем заселению конечных уровней через одну конфигурацию (например, при доминирующем вкладе входного состояния), будем иметь  $\nu \approx 1$ . Если основной вклад в  $\gamma$ -переходы дают  $s < P$ -конфигураций резонансов ( $\sum_n h_n \approx \sum_n^s h_n$ ), то можно показать, что  $\nu < P$ , причем отличие  $\nu$  от  $P$  будет увеличиваться с ростом дисперсии  $h_n$ .

Проведенное выше рассмотрение предполагает независимость и нормальное (гауссовское) распределение величин  $A_n^{\dagger}$ . Если последнее предположение представляется правдоподобным (см. [5]), то условие независимости может нарушаться, так как вклады в  $A_n^{\dagger}$  для разных  $n$  могут давать одинаковые конфигурации конечного уровня. В случае корреляции между  $A_n^{\dagger}$  дисперсия величин  $\langle B(\sigma_L)_{i_f} \rangle_i = \langle M_{i_f}^2 \rangle_i / (2J_i + 1)$  обратно пропорциональна не действительному числу конфигураций, давших вклад в  $\gamma$ -переходы, а числу конфигураций,

вклады которых в  $B(\sigma L)_{if}$  есть статистически независимые величины. Получаемое тогда значение  $\nu$  можно рассматривать как эффективное число таких конфигураций. (Аналогичная ситуация обсуждается при рассмотрении распределения полных  $\gamma$ -ширин резонансов ( $\Gamma_{\gamma i} = \sum_f \Gamma_{\gamma if}$ ) в [6], где используется предположение о независимости парциальных  $\gamma$ -ширин  $\Gamma_{\gamma if}$ ). Отметим, что вопрос о статистических свойствах величин  $A_{if}^{\nu}$  может быть решен, если известны корректные модельные функции конечных уровней.

В соответствии с (3) можно предположить уменьшение флуктуаций величин  $\langle B(\sigma L)_{if} \rangle_i$  для  $\gamma$ -переходов на высоковозбужденные уровни по сравнению с низковозбужденными. К сожалению, возможности обнаружения такого эффекта в настоящее время ограничены из-за недостатка экспериментальных данных. В настоящей работе для анализа выбраны приведенные парциальные  $\gamma$ -ширины  $\Gamma_{\gamma if} / E_{\gamma if}^3$  для прямых  $\gamma$ -переходов из протонных  $1/2^+$ -резонансов в  $^{60}\text{Ni}$  [7] и из нейтронных  $4^+$ -резонансов в  $^{181}\text{Ta}$  [8] на конечные уровни со спинами  $1/2^-$ ,  $3/2^-$  и  $5^-$  соответственно. При получении параметра  $\nu$  и статистических ошибок  $\Delta\nu$ , определяющих 95%-ный интервал для  $\nu$ , использовалась процедура, описанная в [9]. Следует отметить, что при определении  $\nu$  помимо экспериментальной ошибки для  $\Gamma_{\gamma if}$  учитывалась также погрешность в величине  $\langle \Gamma_{\gamma if} / E_{\gamma if}^3 \rangle_i$ , обусловленная малым числом резонансов (7 резонансов в  $^{60}\text{Ni}$  и 10 резонансов в  $^{181}\text{Ta}$ ).

Согласно результатам (см. таблицу) в обоих рассматриваемых случаях наблюдается уменьшение флуктуации  $\langle \Gamma_{\gamma if} / E_{\gamma if}^3 \rangle_i$  для  $\gamma$ -переходов на группу конечных уровней с большей энергией возбуждения, что можно связать с увеличением числа компонент резонансов, определяющих эти  $\gamma$ -переходы. Полученные значения  $\nu$  предполагают также, что основной вклад в заселение низковозбужденных уровней  $^{61}\text{Cu}$  дают 1 - 3 простые компоненты. Этот результат согласуется с выводом, сделанным в [7], исходя из обнаруженной корреляции между парциальными ширинами  $\gamma$ -переходов на разные конечные уровни. В то же время следует отметить, что анализируемые величины  $\langle \Gamma_{\gamma if} / E_{\gamma if}^3 \rangle_i$  получены при небольшом числе резонансов, поэтому значения параметра  $\nu$  могут быть улучшены с увеличением объема экспериментальных данных.

Таким образом, согласно настоящему рассмотрению, флуктуации величин  $\langle B(\sigma_L)_{if} \rangle$  могут быть связаны с числом компонент резонансов, ответственных за  $\gamma$ -распад, простым соотношением. Проявление этой связи в конкретных случаях будет зависеть от выполнения используемых предположений. В соответствии с результатами ожидается увеличение флуктуаций с уменьшением числа компонент, определяющих рассматриваемые  $\gamma$ -переходы. Для обнаружения такого эффекта наибольший интерес представляют ядра, расположенные в областях максимумов нейтронной силовой функции, для которых экспериментально установлено [10] усиление высокоэнергетичных прямых  $\gamma$ -переходов при захвате нейтронов в широком диапазоне энергий ( $E = 40 \text{ КэВ} - 1 \text{ МэВ}$ ).

Ядро-продукт	Диапазон энергий возбуждения конечных состояний, МэВ	Число конечных состояний в диапазоне	$\nu$	$\Delta \nu$
$^{61}\text{Cu}$	0,00 - 2,68	8	1,40	+1,20 -0,70
	2,84 - 3,79	8	6,00	+3,60 -4,00
$^{182}\text{Ta}$	0,17 - 1,10	9	3,45	+2,80 -2,00
	1,11 - 1,76	9	15,00	+8,40 -9,20

#### Список литературы

1. Soloviev V.G. Proc.Intern.Symp.,Netherl., Petten,ECN, 1975,p.99.
2. Knat'ko V.A.,Martsynkevich B.A., Rudak E.A. -Austr.J.Phys., 1979,v.32,p.439.
3. Lynn J.E. -The Theory of Neutron Resonance Reactions,Clar. Press, Oxford,1968, p.302,327,330.
4. Cugnon J. -Nucl.Phys.,1976,A263,p.61.
5. Rosenzweig N. -Nucl.Phys.,1968,A118,p.650.
6. Porter C.E.,Thomas R.G. - Phys.Rev.,1956,v.104,p.483.
7. Stelts M.L.,Browne J.C. -Phys.Rev.,1977,v.C16,p.574.
8. Bokharee S.,Rimawi K. -Nucl.Phys.,1979,v.A320,p.385.
9. Price D.L.,Chrien R.E. et al. -Nucl.Phys.,1968,v.A121,p.630.
10. Barret R.E.,Bray K.H. et al. -Nucl.Phys.,1977,v.A278,p.204.

СМЕШИВАНИЕ ПО КВАНТОВОМУ ЧИСЛУ  $K$  В СОСТАВНОМ ЯДРЕ  
И РЕАКЦИИ С ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ МИШЕНЬЯМИ И ПУЧКАМИ

В.С.Мастеров, Н.С.Работнов

(ФЗИ)

Рассматривается взаимодействие поляризованных резонансных нейтронов с поляризованным ядром с учетом возможности неравномерного смешивания по квантовому числу  $K$  в составном ядре. Указана возможность экспериментального изучения распределения по  $K$  в таких реакциях.

The interaction of polarized resonance neutrons with the polarized nuclei is considered with possible nonuniform  $K$  distribution in the compound-nuclei taken into account. A possibility to investigate the distribution experimentally is indicated.

Квантовое число  $K$  - проекция полного момента количества движения на ось симметрии ядра - играет большую роль в классификации низколежащих возбужденных состояний ядер и в анализе процесса деления, где приближенное сохранение  $K$  в переходных состояниях определяет угловые распределения осколков и влияет на энергетическую зависимость делимости. Интересным, но практически не исследованным является вопрос о том, при каких энергиях возбуждения  $K$  перестает сохраняться. При энергии возбуждения, примерно равной энергии связи нейтрона, исследование статистики резонансных параметров свидетельствует против существования каких-либо сохраняющихся квантовых чисел, кроме полного углового момента и четности [1]. Качественная справедливость этого вывода не снимает, однако, количественного вопроса о величине возможных отклонений распределений по  $K$  от однородных для уровней составного ядра, соответствующих нейтронным резонансам. Статистические соображения в силу наличия двух спиновых подсистем не обеспечивают достаточной точности. Представляет интерес возможность прямого экспериментального обнаружения разницы во вкладах различных  $K$  в составном ядре.

Как будет показано ниже, одной из таких возможностей является исследование взаимодействия поляризованных нейтронов с поляризованными ядрами.

Введем следующие обозначения:  $\Gamma$  - спин ядра мишени;  $m_{\Gamma}$  - его проекция на ось  $Z$  лабораторной системы;  $K_{\Gamma} = \Gamma - m_{\Gamma}$  - проекция на ось симметрии ядра;  $j, m_j, K_j$  и  $J, M, K$  - полные моменты и проекции нейтрона и составного ядра соответственно;  $\sigma^{ij}$  - сечение образования составного ядра;  $\rho_{m_{\Gamma}}^{\Gamma}$  и  $\rho_{m_j}^j$  - спиновые матрицы плотности ядра-мишени и нейтрона в лабораторной системе координат;  $\bar{\rho}_{K_j}^{j, m_j}$  - спиновая матрица плотности в собственной системе ядра, усредненная по возможным ориентациям этой системы относительно лабораторной в состоянии с заданными  $\Gamma$  и  $m_{\Gamma}$ ;  $A_{K_j}^2$  - весовые множители, определяющие вклад различных  $K$  в исследуемое состояние составного ядра и подлежащие определению в гипотетическом эксперименте. Для матриц плотности в тех случаях, когда заранее не предполагается их диагональность, будем использовать и аналогичные обозначения с двумя нижними индексами.

Сечение образования составного ядра при поглощении поляризованных нейтронов поляризованным ядром-мишенью запишется (с выделением лишь существенных для последующего рассмотрения кинематических факторов) следующим образом:

$$\sigma^{ij} = \text{const} \sum_{m_{\Gamma} = -\Gamma}^{\Gamma} \sum_{K_j = -j}^j \rho_{m_{\Gamma}}^{\Gamma} \bar{\rho}_{K_j}^{j, m_j} (1j 1K_j | JK)^2 |a_{K_j}^j|^2. \quad (1)$$

Здесь использовано обычное выражение для коэффициентов Клебша-Гордана. Предполагается, что ось поляризации ядра и нейтрона совпадает с направлением пучка.

Выразим величину  $\bar{\rho}_{K_j}^{j, m_j}$  через  $\rho_{m_j}^j$ . В общем случае преобразование матрицы плотности из лабораторной системы в собственную систему координат ядра, положение которой определяется набором углов Эйлера  $\omega$ , имеет вид [2]

$$\rho_{K_j}^j = \sum_{K_e = -j}^j \mathcal{D}_{K_j, K}^j(\omega) \mathcal{D}_{K_j, e}^{j*}(\omega) \rho_{K_e}^j. \quad (2)$$

В упомянутом выше случае  $\rho_{K_e}^j = \rho_e^j \delta_{K_e}$ . Умножая (2) на квадрат модуля угловой части волновой функции ядра-мишени с определенными  $\Gamma, m_{\Gamma}$  и  $K_{\Gamma} = \Gamma$  и интегрируя по  $\omega$ , получаем

$$\rho_{k'_j k}^{Im_{1j}} = \int d\omega \rho_{k'_j k}^j(\omega) \frac{2I+1}{16\pi^2} (|\mathcal{D}_{M_I}^I|^2 + |\mathcal{D}_{M_I-1}^I|^2). \quad (3)$$

Подставим явный вид (2) в (3), используя известные формулы для разложения произведения  $\mathcal{D}$ -функций, их свойства симметрии по отношению к комплексному сопряжению и изменению знака индексов, а также формулы для интегралов от произведения трех  $\mathcal{D}$ -функций, получим

$$\bar{\rho}_{k'_j k}^{Im_{1j}} = (-1)^{m_I-1} (2I+1) \sum_{J=0}^{2j} \sum_{\ell=j}^J (2J+1)^{-1} (II m_I - m_I | J 0) \times (III - I | J 0) (jj k'_j - k_j | J 0) (jj \ell - \ell | J 0) (-1)^{k_j - \ell} \rho_{\ell}^j. \quad (4)$$

Диагональность по нижнему индексу обеспечивается наличием множителя  $(jj k'_j - k_j | J 0)$ .

Вычисление по формуле (4) в частном случае полностью поляризованного  $\delta$ -нейтрона /  $j = 1/2$ ,  $\rho_{1/2} = 1$ ,  $\rho_{-1/2} = 0$  / дает

$$\bar{\rho}_{\pm 1/2}^{Im_{1j}} = \frac{1}{2} \pm \frac{m_I}{2(I+1)}. \quad (5)$$

Как и следовало ожидать, средние значения "размазанной" матрицы плотности в собственной системе ядра соответствуют значению поляризации

$$f_j = (\rho_{1/2} - \rho_{-1/2}) = M / (I+1) \quad (6)$$

всегда меньшему единицы. Его максимальная по модулю величина равна  $1/(I+1)$  вместо единицы в лабораторной системе.

Получим детальные выражения для сечения (1) в случае  $\delta$ -нейтрона и ядра-мишени при произвольной поляризации и того и другого. Положим  $j = 1/2$ , подставим (4) в (1) и воспользуемся выражением для спин-тензора через матрицу плотности [2]:

$$q_{JM}^j = \sum_{k, \ell} (-1)^{j-k} (jj \ell - k | JM) \rho_{k\ell}^j. \quad (7)$$

При  $j = 1/2$  в сумме по  $J$  в выражении (4) останутся только слагаемые с  $J = 0$  и  $1$ , соответствующие спин-тензорам двух низших порядков. При проведении экспериментов для описания поляризации обычно используется величина, пропорциональная

среднему значению  $f_j \equiv A \bar{q}_{10}^j$

$$q_{10}^j = \sqrt{\frac{3j}{(j+1)(2j+1)}} f_j, \quad (8)$$

так что для  $j = 1/2$ , например,  $q_{10}^{1/2} = \frac{1}{\sqrt{2}} f_{1/2}$ . Будем обозначать степень поляризации ядер  $f_I$ , а нейтронов  $f_{1/2}$ . Выполняя указанные подстановки и используя явный вид коэффициентов Клебша-Гордана, получаем окончательно

$$\sigma^{I+1/2, I-1/2} = \text{const} \frac{2I}{2I+1} |a_{I-1/2}^{I-1/2}|^2 \left(1 - \frac{I}{I+1} f_I f_{1/2}\right); \quad (9)$$

$$\sigma^{I+1/2, I+1/2} = \text{const} \left[ |a_{I+1/2}^{I+1/2}|^2 \left(1 + \frac{I}{I+1} f_I f_{1/2}\right) + \frac{1}{2I+1} |a_{I-1/2}^{I+1/2}|^2 \left(1 - \frac{I}{I+1} f_I f_{1/2}\right) \right]; \quad (9')$$

Эти выражения показывают, что в сечении образования составного ядра с большим из двух возможных спинов входят два коэффициента  $a_k$ , и в зависимости от их относительной величины сечение будет по-разному зависеть от произведения поляризаций  $f_I f_{1/2}$ . Для выделения этой зависимости введем следующую параметризацию:

$$|a_{I+1/2}^{I+1/2}|^2 = a^2 \cos^2 \varphi; \quad |a_{I-1/2}^{I+1/2}|^2 = a^2 \sin^2 \varphi. \quad (10)$$

Тогда

$$\begin{aligned} \sigma^{I+1/2, I+1/2} &= \text{const} \left[ 1 + f_{1/2} f_I \frac{I}{I+1} \frac{(\cos^2 \varphi - \sin^2 \varphi) / (2I+1)}{\cos^2 \varphi + \sin^2 \varphi / (2I+1)} \right] \equiv \\ &\equiv \text{const}' (1 + f_{1/2} f_I \alpha). \end{aligned} \quad (11)$$

Обычно предполагаемому однородному распределению по  $K$  соответствует  $\varphi = \frac{\pi}{4}$  и  $\alpha = \left(\frac{I}{I+1}\right)^2$ . Если  $\sin \varphi = 0$  и вклад состояния с  $k_j = -1/2$  отсутствует, то  $\alpha = I/(I+1)$ , а в обратном случае  $\cos \varphi = 0$ ,  $\alpha = -I/(I+1)$ , т.е. сечение в резонансе будет зависеть от произведения поляризаций так же, как сечение на уровне с альтернативным значением спина  $J = I - 1/2$ .

Недавние измерения сечений <sup>235</sup>U в резонансной области с использованием поляризованной мишени и поляризованного нейтронного пучка [3] для определения спинов резонансов показы-

вают, что в настоящее время существуют возможности для экспериментальной проверки гипотезы об однородном смешивании по  $K$  в состояниях, соответствующих нейтронным резонансам. Результаты работы [3] анализировались авторами без учета этих возможностей.

#### Список литературы

1. О.Бор, Б.Моттельсон. Структура атомного ядра, т. 2.- Мир, Москва, 1977, стр.46.
2. А.М.Балдин, В.И.Гольданский, В.М.Максименко, И.И.Розенталь. Кинематика ядерных реакций.-Атомиздат, Москва, 1968, стр.266.
3. Moore M.S. et al. Phys. Rev., 1978, C18, N 3, p.1328.

К ИЗУЧЕНИЮ МЕХАНИЗМА МНОГОЧАСТИЧНЫХ РЕЗОНАНСОВ  
В СЕЧЕНИЯХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ  
НА ОСНОВЕ МОДЕЛИ УРАВНЕНИЙ СВЯЗАННЫХ КАНАЛОВ

В.С.Ольховский, А.К.Зайченко

(ИЯИ АН УССР)

В рамках метода связанных каналов и модели почти независимых частиц получены выражения для резонансной части Т-матрицы, описывающие предкомпаундные и компаундные процессы. Результаты расчета с использованием модели ферми-газа для дискретной части спектра указывают на исчезновение этих процессов выше порога выбивания нуклонов с нижайших уровней

Using the coupled channel method and the model of almost non-interacting particles, the representations of T-matrix are obtained which describe precompound and compound processes. The results of calculations with fermi-gas model for discrete part of the spectrum show vanishing of these processes above the threshold of nucleon pick-out from the most deep levels

В [1,2] на основе вариационного принципа в пространстве собственных функций "затравочного" гамильтониана  $H_0$ , выбираемого из условий оптимального описания свойств ядер, была получена система уравнений связанных каналов (открытых и закрытых):

$$[E - (P_0 + P)H(P_0 + P)] \Psi_i^{(\pm)} = 0, \quad (1)$$

из асимптотики решения которых можно определить Т-матрицу. Для Т-матрицы было получено следующее представление:

$$T_{fi} = T_{fi}^{(dir)} + T_{fi}^{(res)}, \quad (2)$$

где Т-матрица прямых процессов  $T_{fi}^{(dir)}$  определяется из асимптотики решения системы зацепляющихся уравнений

$$[E - P_0 H P_0] \bar{\Psi}_{i,f}^{(\pm)} = 0, \quad (3)$$

описывающих переходы в области континуума  $H_0$ , а Т-матрица процессов, связанных с образованием и распадом многочастичных резонансов,  $T_{fi}^{(res)} = \langle \bar{\Psi}_f^{(\pm)} | V P (E - P \tilde{H} P)^{-1} P V | \Psi_i^{(\pm)} \rangle$ ,

$V = H - H_0$ ,  $H$  и  $E$  - гамильтониан и энергия системы;  $\tilde{H} = H + V P_0 (E - P_0 H P_0)^{-1} P_0 V$ ; конкретно выбирая  $H_0$  в виде  $\sum_{k=0}^{\infty} h_k$  (где  $h_k = T_k + V_k$  - одночастичный гамильтониан) и объединяя в один набор связанные и метастабильные состояния  $H_0$ , придадим следующий смысл проекторам  $P$  и  $P_0$ :

$$P = \sum_m \bar{\Phi}_m > \bar{\Phi}_m, \quad P_0 = \sum_{\nu} \int dx^{\nu} \bar{\Phi}_{\nu E} > \bar{\Phi}_{\nu E}, \quad (5)$$

$\bar{\Phi}_m$  и  $\bar{\Phi}_{\nu E}$  - волновые функции связанных (или метастабильных) состояний А+I частиц и связанных состояний А частиц с одной частицей в континууме;  $\sum_{\nu} \int dx^{\nu}$  означает суммирование и интегрирование с исключенной областью метастабильных состояний  $H_0$ .

Ограничиваясь рассмотрением только каналов упругого и неупругого рассеяния, опишем предкомпаундные и компаундные процессы в терминах переходов между различными группами состояний дискретной области спектра  $H_0$ , наложенной на континуум. Проекторы на эти группы состояний определим следующим образом:

$$P_n^{(k)} = \sum_m \bar{\Phi}_m^{(n,k)} > \bar{\Phi}_m^{(n,k)}; \quad P_{n'}^{(k)} \cdot P_n^{(k)} = \delta_{nn'}; \quad P_n^{(k)} \cdot P_n^{(k')} = \delta_{kk'}; \quad (6)$$

$P_{n+1}^{(k)} \cdot V P_n^{(k)} \neq 0, P_{n+1}^{(k)} \cdot V P_n^{(k')} = 0$  ( $n=0,1,\dots; \nu=2,3,\dots$ );  $P_0 = \sum_k P_0^{(k)}$ ;  $P = \sum_n P_n^{(k)}$  ( $k$  - номер открытого канала, совпадающий с порядковым номером уровня возбуждения ядра-мишени). Вообще говоря, имеет место частичное перекрытие  $P_n^{(k)}$  и  $P_{n'}^{(k')}$  с  $k \neq k'$  и  $n \neq n' \neq 0$ . Если учитывать состояния только с энергиями, наиболее близкими к  $E$ , и предположить, что  $V$  состоит только из двухчастичных потенциалов, в  $P_n^{(k)}$  должны входить конфигурации  $\bar{\Phi}_m^{(n,k)}$ , для которых  $n+1$  есть число частиц в состояниях, не заполненных в конфигурациях  $k$ -го состояния ядра-мишени. Учет конфигураций  $\bar{\Phi}_m^{(n,k)}$  со всеми возможными энергиями приводит к тому, что при  $n \geq 2$  появляются состояния с  $n+1$  и  $n+2$  частицами в одночастичных состояниях, которые были не заполненными в конфигурациях  $k$ -го состояния ядра-мишени.

Используя соотношения (6) и операторные тождества типа  $(E-H)^{-1} = (E-H_0)^{-1} [1 + V(E-H)^{-1}] = (E-H_0)^{-1} \{1 + V[(E-H)^{-1}V](E-H_0)^{-1}\};$  (7)

$$(E-H)^{-1} = [E-H_0 - V(E-H_0)^{-1}V]^{-1} [1 + V(E-H_0)^{-1}], \quad (8)$$

после ряда преобразований получим следующее выражение для  $T_{fi}^{(2\alpha)}$ :

$$T_{fi}^{(2\alpha)} = \sum_{k_1=0}^{\infty} \sum_{n_1=1}^{p_{max}} \sum_{n_2=1}^{n_1} \sum_{n_1', k_2} T_{fi}^{(n_1, n_1', n_2, k_1, k_2)}; \quad T_{fi}^{(n_1, n_1', n_2, k_1, k_2)} =$$

$$= \langle \bar{\Psi}_f^{(k_1)} P_0^{(k_1)} V P_{n_1}^{(k_1)} P_{n_1'}^{(k_1)} V P_{n_2}^{(k_2)} G_{n_1'}^{(k_1)} P_{n_1}^{(k_1)} V P_{n_1'}^{(k_1)} P_{n_1}^{(k_1)} V P_{n_2}^{(k_2)} \dots \quad (9)$$

$$\dots P_{n_1}^{(k_1)} V P_0^{(k_1)} \bar{\Psi}_i^{(k_1)} \rangle; \quad G_n^{(k)} = (E^+ - P_n^{(k)} H^{(n,k)} P_n^{(k)})^{-1}; \quad H^{(n,k)} = H + V P_{n-1}^{(k)} G_{n-1}^{(k)} P_{n-1}^{(k)} V,$$

$n = 1, 2, \dots; k = 0, 1, \dots;$

где набор значений  $n'$  и  $k_2$  в  $\sum_{n_1', k_2}$  определяется условием "сцепления"  $P_{n_1'}^{(k_2)} V P_{n_1}^{(k_1)} \neq 0$ ; члены  $P_{n_1'}^{(k_2)} V P_{n_1}^{(k_1)}$  описывают переходы между "проходимыми" состояниями; ядра операторов  $G_n^{(k)}$  содержат

резонансные знаменатели, отвечающие предкомпаундным и компаундным процессам, причем в отличие от метода Фешбаха [3] ширины резонансов определяются только вероятностью распада  $\mathcal{F}_m^{(n,\kappa)}$  в открытые каналы.

Для простоты и выявления существа дела ограничимся простейшим случаем, когда  $\kappa_1 = \kappa_2 = 0$ ,  $n'' = n' - 1 = 1$ ,  $\rho_0^{(n')} \approx \rho_0^{(n'')}\delta_{n',n''}$ , и введем обозначения  $\mathcal{F}_m^{(n')} \equiv \mathcal{F}_m^{(n',0)}$ ,  $\rho_n \equiv \rho_n^{(n')}$ ,  $T_{fi}^{(n')} \equiv T_{fi}^{(n',1,0,0)}$ . Пренебрежем далее зависимость величин  $\gamma_i = \langle \mathcal{F}_m^{(n')} | V | \Psi_i^{(n')} \rangle$ ,  $\gamma_f = \langle \Psi_f^{(n')} | V | \mathcal{F}_m^{(n')} \rangle$ ,  $M = \langle \mathcal{F}_m^{(n')} | V | \mathcal{F}_m^{(n'')} \rangle$  от  $m, m'$ ;  $n$ . Нетрудно показать, что в предельном случае узких изолированных резонансов  $G_i^{(n')}$ , когда  $G_i^{(n')} \approx \sum \mathcal{F}_m^{(n')} (E - \varepsilon_m + i\Gamma_m^{(n')})^{-1} \langle \mathcal{F}_m^{(n')} | \dots \rangle$ ,  $\Gamma_m^{(n')} \ll \mathcal{D}$ ,  $|M| \ll \mathcal{D}$  и открыт только канал упругого рассеяния, имеет место соотношение  $\Gamma_m^{(n')} \sim \Gamma_m^{(n-1)} |M|^2 / \mathcal{D}^2$ , где  $\Gamma_m^{(n)}$  - ширина резонанса в  $\rho, G, P, VR, G_2, P, VR, \dots, \rho, G, P, VR$ , наиболее близкого к энергии  $\varepsilon_m$  состояния  $\mathcal{F}_m^{(n)}$ ;  $\mathcal{D}$  - среднее расстояние между уровнями дискретного спектра  $H_0$ . Этот результат указывает на то, что ширина резонанса, отвечающая распаду  $\mathcal{F}_m^{(n)}$  через  $n$ -ступенчатый ряд "девозбуждений" в континуум, резко уменьшается с ростом  $n$ . По-видимому, наблюдаемые серии узких, хорошо разделенных резонансов в сечениях рассеяния нейтронов ядра отвечают распаду  $\mathcal{F}_m^{(n)}$  с  $n > 1$ .

Рассмотрим теперь случай перекрывающихся резонансов, когда  $\Gamma_m^{(n')} \geq \mathcal{D}$  и  $|M| \leq \mathcal{D}$ . Введем в рассмотрение плотность состояний  $\rho_n^{(n')}(E) = N_n^{(n')}(E)/\Delta$ , где  $N_n^{(n')}$  - число состояний  $\mathcal{F}_m^{(n')}$  в интервале  $(E - \Delta/2, E + \Delta/2)$ ;  $\Delta$  - интервал энергий тех состояний  $\mathcal{F}_m^{(n',\kappa)}$ , которые вносят наиболее существенный вклад в  $T_{fi}^{(n')}(E)$ . По определению,  $\Delta \approx \Gamma_m^{(n')}$  (верхний предел  $\Delta$  зависит от числа удаленных по энергии состояний, вносящих вклад в  $G_i^{(n')}$ ). Предположим, что оба знака у недиагональных элементов  $\langle \mathcal{F}_m^{(n')} | V | \mathcal{F}_m^{(n'')} \rangle$  встречаются в среднем одинаково часто. Тогда в приближении  $\kappa = 0$ , используя аппроксимации типа  $\langle \mathcal{F}_m^{(n-1)} | V \rho_n^{(n')} \rho_n^{(n-1)} V | \mathcal{F}_m^{(n-1)} \rangle \approx N_n^{(n')} |M|^2 / \Delta$ , величину  $T_{fi}^{(n')}$  можно оценить следующим образом:

$$|T_{fi}^{(n')}| = |\gamma_f \gamma_i| N_1^{(n')} N_2^{(n')} \dots N_n^{(n')} \alpha^{n-1} / \Delta, \quad \alpha = |M|^2 / \Delta. \quad (10)$$

Выражение (10) описывает каскад возбуждений промежуточных состояний  $\mathcal{F}_m^{(n')}$  с последовательно возрастающими значениями  $n'$  от  $n' = 0$  вплоть до  $n' = n$  и последующий каскад девозбуждений  $\mathcal{F}_m^{(n')}$  с последовательно убывающими значениями  $n'$  от  $n' = n$  до  $n' = 0$ .

Рассмотрим конкретные оценки в простейшем случае эквидистантной (с шагом  $\delta$ ) модели нуклонного ферми-газа с конечным числом частиц для дискретной области спектра ядра. Для определенности возьмем  $A = 13$  (в основном состоянии нижние три одночастич-

ных уровня заняты 12 нуклонами, на 4-м уровне находится один нуклон, 5-й и 6-й уровни не заполнены, континуум начинается с  $2\delta$ ). В табл. 1, 2 представлены значения  $N_n^{(k)}(E)$  и  $I_n(E) = |T_n^{(n)}(E)| / |\sum_n N_n^{(n)}(E)|$ , вычисленные по формуле (10) при  $\Delta < 2\delta$ .

Значения  $N_n^{(k)}(E)$  Таблица 1

$E_{\text{кин}}$	$N_1^{(10)}$	$N_1^{(11)}$	$N_1^{(12)}$	$N_1^{(13)}$	$N_1^{(14)}$	$N_1^{(15)}$	$N_2^{(10)}$	$N_3^{(10)}$	$N_4^{(10)}$	$N_5^{(10)}$
0	12	0	0	0	0	0	10	1	0	0
1	14	27	0	0	0	0	31	7	0	0
2	12	30	52	0	0	0	60	31	2	0
3	6	24	57	76	0	0	93	93	14	0
4	2	12	47	85	49	0	103	206	58	0
5	0	4	24	70	55	24	93	348	93	6

Значения  $\alpha(E_{\text{кин}})$  и  $I_n(E_{\text{кин}})$  Таблица 2

$E_{\text{кин}}$	$\alpha(E_{\text{кин}})$	$I_1$	$I_2$	$I_3$	$I_4$
0	1	$4,8 \cdot 10^{-2}$ ; $4,8 \cdot 10^{-2}$	$0,4760$ ; $0,4760$	$0,4760$ ; $0,4760$	$0$ ; $0$
1	1	$4,0 \cdot 10^{-3}$ ; $4,0 \cdot 10^{-3}$	$0,1245$ ; $0,1245$	$0,8715$ ; $0,8715$	$0$ ; $0$
2	$1,1 \cdot 10^{-1}$	$2,0 \cdot 10^{-4}$ ; $4,8 \cdot 10^{-2}$	$0,0106$ ; $0,1866$	$0,3297$ ; $0,6428$	$0,6595$ ; $0,1428$
3	$2,0 \cdot 10^{-2}$	$8,0 \cdot 10^{-6}$ ; $0,1328$	$3,2 \cdot 10^{-4}$ ; $0,2521$	$0,0666$ ; $0,4747$	$0,9327$ ; $0,1367$
4	$5,9 \cdot 10^{-3}$	$8,0 \cdot 10^{-7}$ ; $0,3835$	$8,0 \cdot 10^{-5}$ ; $0,2338$	$0,0170$ ; $0,2849$	$0,9830$ ; $0,0728$

В первых столбцах даны значения энергии налетающих нейтронов (в ед.  $\delta$ ). При вычислении  $\alpha(E)$  предполагалось, что величина  $\Delta(E) = \Gamma(E)$  возрастает в  $N_k$  раз при  $E = (k+1)\delta$ , где  $N_k$  - число открытых каналов неупругого рассеяния с  $E_{\text{пор.}} = k\delta$ . Каждая пара чисел  $I_n$  отвечает двум значениям  $\alpha = 1$  и  $\alpha(E_{\text{кин}})$ .

Результаты расчетов демонстрируют: рост чисел  $N_n^{(k)}(E)$  при малых энергиях и после достижения максимума последующий спад до нуля с ростом  $E_{\text{кин}}$ ; обращение  $I_n$  в 0 при  $E_{\text{кин}} \geq 5\delta$  независимо от значения  $\alpha$ ; осцилляции и последующее убывание  $I_n(E_{\text{кин}})$ ,  $n \geq 2$ . Такое поведение  $N_n^{(k)}(E)$  и  $I_n(E)$  в существенной мере обусловлено конечностью  $A$  и числа дискретных уровней и качественно не изменится при использовании модели оболочек. В рамках приближения бесконечного числа дискретных одночастичных уровней и  $A \rightarrow \infty$ , используемого в [4-6], наблюдался бы неограниченный рост всех  $N_n^{(k)}(E)$  и  $I_n(E)$ .

Состояния  $\mathcal{F}_n^{(n,k)}$  при  $n \geq n_c$ , где  $n_c$  определяется из условия  $N_{n_c}^{(n_c)} = \max \{N_n^{(n_c)}, n=1, 2, \dots\}$ , естественно определить как компаундные, а "входные" ( $n=1$ ) и "проходные" ( $1 < n < n_c$ ) состояния  $\mathcal{F}_n^{(n,k)}$  как

предкомпаундные. Поскольку в наборы  $\tilde{\Phi}_m^{(n,k)}$  входят как связанные состояния  $\tilde{\Phi}_m^{(n,k)}$ , формируемые в закрытых каналах, так и метастабильные состояния  $\tilde{\Phi}_{\{i, i_{m-1}\}}$ , формируемые в открытых каналах, отсутствует резкая граница между прямыми, предкомпаундными и компаундными процессами. Такая граница условно определяется выбором некоторого минимального значения ширины уровня одночастичных метастабильных состояний.

При энергиях выше порога  $E_m$  выбивания нуклонов с нижайших одночастичных уровней, когда  $N_i^{(0)}$  обращается в 0, должны практически полностью исчезать предкомпаундные и компаундные процессы. Этот вывод носит общий характер и, в конечном счете, обусловлен конечностью числа состояний  $\tilde{\Phi}_m^{(n,k)}$  и двухчастичным характером взаимодействия  $V$ , а также применимостью приближения  $\tilde{V}_i^{(n)} \approx \rho_0^{(0)} \tilde{V}_i^{(n)}$  или, точнее, малостью вклада в  $\tilde{V}_i^{(n)}$  прямых процессов ядерных реакций по сравнению с упругим рассеянием и теми процессами неупругого рассеяния, порог которых не превышает  $1-2 d$ . Для ядер в области  ${}^{12}_6C$  величина  $E_m$  в соответствии с данными об одночастичных уровнях [7] составляет около 40 МэВ; для более тяжелых ядер она по данным модели оболочек, как правило, не должна превышать 50 МэВ (т.е. обычной глубины самосогласованного одночастичного потенциала), хотя в отдельных случаях  $E_m$  может достигать 80 МэВ [8]. Реальное затухание компаундных процессов ( $n > 1$ ) может иметь место и при меньших энергиях, если вследствие роста ширины величина  $\alpha$  существенно уменьшается.

Предложенный подход может послужить основой более детального исследования и моделирования компаундных процессов.

#### Список литературы

1. Ольховский В.С. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1974, т.28, с.165.
2. Ольховский В.С. и др. ЯФ, 1979, т. 30, с. 974.
3. Block E., Feshbach H. - Ann.Phys.(N.Y.), 1963, v.23, p.47.
4. Ericson T. - Adv.Phys., 1960, v.9, p.423.
5. Williams F.C., Jr. - Nucl.Phys., 1971, v.166 A, p.231.
6. Blatt M. - Lect.Notes Phys., 1973, v.22, p.43
7. Marangoni M., Saruis A.M. - Nucl.Phys., 1969, v.132 A, p.649.
8. Ruhl G. et al. - Nucl.Phys., 1967, v.95 A, p.526.

К ОПИСАНИЮ РЕАКЦИЙ С ТРЕМЯ КОНЕЧНЫМИ ЧАСТИЦАМИ  
В РАМКАХ МОДЕЛИ УРАВНЕНИЙ СВЯЗАННЫХ КАНАЛОВ

В.С.Ольховский, В.А.Чинаров

(ИЯИ АН УССР)

С помощью вариационного принципа с использованием базиса собственных функций гамильтониана модели независимых нуклонов получены уравнения связанных каналов рассеяния нейтронов ядрами и реакций типа  $(n, 2n)$ . Оценены области энергий, в которых играют существенную роль механизмы реакций с вылетом одного или обоих нуклонов из компаунд-ядра.

Using the variational principle with the system of eigenfunctions of independent nucleons model hamiltonian, the coupled channel equations of elastic and inelastic scattering and reactions like  $(n, 2n)$  are obtained. There are estimations of the energy regions in which the compound nucleus mechanism is essential.

Реакции с тремя частицами в выходном канале типа  $(n, 2n)$ ,  $(n, np)$  и т.д. в рамках общего корректного метода или даже простейших уравнений связанных каналов практически еще не изучались. Более того, до сих пор еще не решен вопрос о соотношении прямых, предкомпаундных и компаундных процессов в реакциях этого типа, которые для многих ядер доминируют в области энергий 1С-30 мэВ. В настоящей работе излагается подход, основанный на применении метода, развитого в [1], к учету конфигураций с двумя частицами в континууме.

Учтем, помимо канала упругого и  $N$  каналов неупругого рассеяния нейтронов ядрами (к ним можно условно зачислить и каналы типа  $(n, p)$ ), каналы выбивания типа  $(n, 2n)$ ,  $(n, np)$  и т.д. (как открытые, так и закрытые) и предположим, что начальные, конечные и промежуточные ядра хорошо описываются моделью почти независимых частиц. Используя общее уравнение вариационного принципа

$$\langle \Psi_r^{(r)} | (E - H) | \delta \Psi_i^{(i)} \rangle, \quad (1)$$

где  $\Psi_i^{(i)}$  пробные функции, на вариации которых накладывается условие сохранения правильной асимптотики, и вводя проекторы

$$P^{(A+1)} = \sum_j \hat{\phi}_j > \hat{\phi}_j; \quad P_0^{(A)} = \sum_{\nu} \int d\vec{x} \hat{\phi}_{\nu K} > \hat{\phi}_{\nu K}; \quad P_0^{(A-1)} = \sum_{\alpha} \int d\vec{x} d\vec{x}' \hat{\phi}_{\alpha K, \alpha' K'} > \hat{\phi}_{\alpha K, \alpha' K'} \quad (2)$$

$$\left( [P^{(A+1)}]^2 = P^{(A+1)}; [P_0^{(A)}]^2 = P_0^{(A)}; [P_0^{(A-1)}]^2 = P_0^{(A-1)}; P^{(A+1)} P_0^{(A)} = P_0^{(A+1)} P_0^{(A)} = P_0^{(A)} P_0^{(A-1)} = P_0^{(A)} P_0^{(A-1)} = 0 \right)$$

$\Phi_s, \Phi_{s'k}, \Phi_{s'k'}$  - собственные функции гамильтониана  $H_0 = \sum_{k=0}^A h_k$  ( $h_k = T_k + V_k$  - одночастичный гамильтониан) в области дискретного спектра  $A+I$  нуклонов, дискретного спектра  $A$  нуклонов и одной частицы в континууме и дискретного спектра  $A-I$  нуклонов и двух нуклонов в континууме соответственно (представляющие собой антисимметризованные линейные комбинации произведений одночастичных волновых функций), можно получить следующую связанную систему уравнений:

$$[E - \bar{\epsilon}_n^{(A)} - \hat{h}_0] u_n^{(A)}(x_0) = \sum_{n'} \langle \bar{\varphi}_n(x_1, \dots, x_n) | W (1 - \sum_{j=1}^A \hat{Q}_{0j}) | \bar{\varphi}_n(x_1, \dots, x_n) \rangle u_n^{(A)}(x_0) + \sqrt{2/A} \sum_x \langle \bar{\varphi}_n(x_1, \dots, x_n) | (1 - \sum_{j=1}^A \hat{Q}_{0j}) W | \bar{\varphi}_x(x_1, \dots, x_n) \rangle u_x^{(A)}(x_0, x); \quad (3)$$

$$[E - \bar{\epsilon}_x^{(A-1)} - \hat{h}_0 - \hat{h}_1] u_x^{(A)}(x_0, x_1) = \sum_{n'} \langle \bar{\varphi}_x(x_1, \dots, x_n) | W (1 - \sum_{j=2}^A \hat{Q}_{0j} - \sum_{j=2}^A \hat{Q}_{1j} + \sum_{j_1, j_2} \hat{Q}_{0j_1} \hat{Q}_{1j_2}) \times \times | \bar{\varphi}_x(x_1, \dots, x_n) \rangle u_x^{(A)}(x_0, x) + \sqrt{A/2} \sum_n \langle \bar{\varphi}_x(x_1, \dots, x_n) | (1 - \hat{Q}_1) W | \bar{\varphi}_n(x_1, \dots, x_n) \rangle u_n^{(A)}(x_0),$$

где  $E$  и  $H$  - энергия и гамильтониан всей системы;  $W = H - H_0$ ,  $\hat{Q}_{ij}$  - оператор перестановки  $k$ -го нуклона и  $j$ -го нуклона;  $\bar{\epsilon}_n^{(A)}$ ,  $\bar{\varphi}_n(x_1, \dots, x_n)$  и  $\bar{\epsilon}_x^{(A-1)}$ ,  $\bar{\varphi}_x(x_1, \dots, x_n)$  - энергии и волновые функции начальных и конечных ядер, рассчитываемые с помощью вариационного принципа в области дискретного спектра  $A$  и  $A-I$  нуклонов;  $u_n^{(A)}(x_0)$  и  $u_x^{(A)}(x_0, x)$  - волновые функции, из асимптотики которых определяются амплитуды упругого и неупругого (с возбуждением  $n$ -го состояния ядра-мишени) рассеяния, а также реакций выбивания типа  $(n, 2n)$  и  $(n, np)$  (с  $x$ -м возбуждением конечного ядра).

Очевидно, нахождение точных решений  $u_x^{(A)}(x_0, x)$  сопряжено с трудностями, типичными для трехтельных задач и для метода связанных каналов, и поэтому представляет, вообще говоря, весьма трудоемкую задачу. При учете только открытых каналов и членов первого порядка по  $W$  получим обобщение *DWBA* для описания прямых процессов реакций неупругого рассеяния и выбивания типа  $(n, 2n)$ , рассмотренное и примененное в [2]. При учете членов более высокого порядка по  $W$  можно прийти к приближению *DWTA* [3] или к модели многоступенчатых прямых процессов.

Учет **закрытых** каналов позволяет описать как (пред)компаундные процессы (I) вылета обоих нуклонов в реакциях типа  $(n, 2n)$ , так и смешанные процессы (Ii), когда при прямом соударении налетающего и ядерного нуклонов один из них сразу переходит в континуум, а другой вылетает из промежуточного ядра только после ряда (пред)компаундных переходов. Для описания

(пред)компаундных процессов в трехчастичных каналах удобно выделить таким же способом, как в [1], резонансные члены T-матрицы вида

$$T_{\alpha}^{(n)} = \sum_{\beta, \gamma} \langle \Psi_{\alpha}^{(n)} | W | \tilde{\Phi}_{\beta, \gamma} \rangle (E - \varepsilon(\tilde{\alpha}) - \tilde{\varepsilon}_{\beta, \gamma}^{(n)})^{-1} \langle \tilde{\Phi}_{\beta, \gamma} | W | \tilde{\Phi}_{\gamma} \rangle (E - \tilde{\varepsilon}_{\gamma}^{(n)})^{-1} \langle \tilde{\Phi}_{\gamma} | W | \Psi_{\alpha}^{(n)} \rangle \quad (4)$$

(в данном случае это процессы типа I), где  $\tilde{\Psi}_{\alpha, \beta}^{(n)}$  - решения системы зацепляющихся уравнений

$$[E - (\rho_{\alpha}^{(n)} + \rho_{\beta}^{(n)}) N (\rho_{\alpha}^{(n)} + \rho_{\beta}^{(n)})] \tilde{\Psi}_{\alpha, \beta}^{(n)} = 0, \quad (5)$$

описывающих переходы в области континуума  $N$ ;  $\tilde{\varepsilon}_{\beta, \gamma}^{(n)}$  и  $\tilde{\varepsilon}_{\gamma}^{(n)}$  - комплексные энергии, определяемые из уравнений

$$[ \tilde{\varepsilon}_{\beta, \gamma}^{(n)} - \rho_{\beta, \gamma}^{(n)} N \rho_{\beta, \gamma}^{(n)} ] \tilde{\Phi}_{\beta, \gamma} = 0; \quad (6)$$

$$[ \varepsilon(\tilde{\alpha}) + \tilde{\varepsilon}_{\beta, \gamma}^{(n)} - \rho_{\alpha, \beta, \gamma}^{(n)} N \rho_{\alpha, \beta, \gamma}^{(n)} ] \tilde{\Phi}_{\alpha, \beta, \gamma} = 0; \quad \rho_{\alpha, \beta, \gamma}^{(n)} = \sum_{\delta} \tilde{\Phi}_{\alpha, \beta, \gamma, \delta} > \tilde{\Phi}_{\alpha, \beta, \gamma}. \quad (7)$$

Анализируя (4), можно показать, что в случае двухчастичного характера взаимодействий  $W$  процессы типа I начинаются с возбуждения "входных" трехквартичных  $(2p, 1h)$  состояний системы  $n+1$  нуклонов и в реакциях типа  $(n, 2n)$  вовлекают по крайней мере пятиквартичные состояния  $(3p, 2h)$ . (Пред)компаундные переходы в процессах типа II начинаются с образования двухквартичных состояний  $(1p, 1h)$  системы  $n$  нуклонов (при одновременном вылете одного нуклона в континуум).

Вследствие двухчастичного характера  $W$  вблизи энергетической поверхности (при  $|E - \tilde{\varepsilon}_{\alpha}| < \mathcal{D}$ ) могут быть состояния  $\tilde{\Phi}_{\alpha}$ , которые были бы "входными" только в каналах упругого и неупругого рассеяния, а не в канале реакции  $(n, 2n)$ , т.е. наиболее вероятно возникновение (пред)компаундных процессов после прямых процессов только в каналах с одним нуклоном в континууме. Например, если ширина состояний  $\tilde{\Phi}_{\alpha}$  и  $\tilde{\Phi}_{\alpha}^{(n)}$  порядка  $\mathcal{D}$  и  $|E - \tilde{\varepsilon}_{\alpha}| \sim 3\mathcal{D}$ , то при одинаковых по порядку величинах матричных элементов  $\langle \tilde{\Phi}_{\alpha} | W | \tilde{\Phi}_{\alpha} \rangle$  и плотностях состояний  $\tilde{\Phi}_{\alpha}$  вклад в сечение (пред)компаундных процессов, возникающих после прямых процессов в каналах  $(n, 2n)$ , не должен превышать 10% от вклада (пред)компаундных процессов, связанных с каждым двухчастичным каналом. Вследствие тех же причин вероятность одновременного вылета двух нуклонов в процессе (пред)компаундных переходов также должна быть малой.

Если основную роль в функциях  $u_{\alpha}^{(n)}$  и  $u_{\alpha}^{(n)}$  открытых каналов без учета закрытых каналов играет только канал упругого (I и I-2 канала неупругого) рассеяния, то нетрудно видеть, что в силу тех же самых причин (пред)компаундные процессы обоих типов (I и II) вылета нуклонов должны практически исчезать при энергиях выше энергии  $E_m$  выбивания нуклона с нижнего заполненного

одночастичного уровня ядра. В соответствии с экспериментальными данными для разных ядер величина  $E_m$  может составлять от 30 до 80 МэВ [4,5].

Заметный вклад в систему функций  $\alpha_n^{(+)}$  и  $\alpha_n^{(-)}$  для открытых трех частичных каналов (без учета закрытых каналов), вообще говоря, привел бы к заметному увеличению вклада (пред)компаундных процессов зылета нуклонов в области энергий вплоть до значений порядка  $2 E_m$ .

Возможность (пред)компаундных процессов в реакциях взаимодействия нейтронов с ядрами при более высоких энергиях определяется величиной относительного вклада тех прямых процессов в открытых каналах, которые отвечают высоким энергиям возбужденных состояний ядер, конечных для прямых процессов и начальных для (пред)компаундных переходов. Поэтому изучение такого рода прямых процессов целесообразно не только для выяснения вклада этих процессов самих по себе, но и для возможной роли (пред)компаундных процессов в области высоких энергий ( $E > E_m$ ). Конечно, при очень высоких энергиях, превышающих энергию возбуждения всех нуклонов ядра из заполненных одночастичных состояний в наиболее высокие незаполненные одночастичные состояния дискретной области спектра, (пред)компаундные процессы должны исчезать независимо от роли прямых процессов с образованием высоковозбужденных состояний ядер.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ольховский В.С. - Изв. АН СССР Сер. физ., 1974, т.38, с.165.
2. Ольховский В.С., Ежов С.Н. - Изв. АН СССР Сер. физ., 1973, т.37, с.161.
3. Ольховский В.С. и др. - Proc. of the 7-th Internat. Symp. on Inter. on Fast Neutr. with Nucl., Gaussig, 1978, p.26.
4. Marangoni M., Saruis A.M. - Nucl. Phys., 1969, v.132 A, p.649.
5. Ruhla C. et al. - Nucl. Phys., 1967, v.95 A, p.526.

## РЕЗОНАНСЫ ФОРМЫ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР

С.Р. Фенгенден

(ИЯИ АН УССР)

Описан алгоритм поиска резонансов при рассеянии нейтронов на сферически симметричном потенциале Вудса-Саксона. Положение резонансов определялось по максимуму парциального сечения, которое находилось из численного решения уравнения Шрёдингера для азелчи рассеяния. Приведены таблицы резонансов для шести сферических ядер.

The algorithm of the resonances search at neutron scattering on the spherical symmetric Woods-Saxon potential is described. Resonances positions were determined on maximum of the partial cross section, which was found from Schrödinger equation numerical solution. Resonances tables for six spherical nuclei are given.

Необходимость в использовании непрерывного спектра возникает во многих задачах ядерной физики [1-6]. Обычно для нахождения квазистационарных состояний непрерывного спектра решают задачу на комплексные собственные значения энергии [1,3], однако не все резонансы в сечении рассеяния обусловлены такими квазистационарными состояниями [7, с.287]. В данной работе предложен алгоритм поиска резонансов в сечении и представлены результаты расчета их положений и ширины для ряда сферических ядер.

Радиальное уравнение Шрёдингера с граничными условиями для задачи рассеяния имеет следующий вид [7]:

$$U''(x) + (2M/\hbar^2)(E - W(x))U(x) = 0 \quad ; \quad (1)$$

$$W(x) = V(x) + (\hbar^2/2Mx^2) l(l+1) \quad ;$$

$$U(0) = 0 \quad ; \quad \lim_{x \rightarrow \infty} U(x) = k^{-1} \sin(kx - \pi/2 + \delta_{lj}) \quad ,$$

где  $\delta_{lj}$  - фазовый сдвиг;  $k^2 = (2M/\hbar^2)E$ ;  $(\hbar^2/2Mx^2) = 20.74782/(Mx^2)$  МэВ;  $M$  - приведенная масса нуклона и ядра-мишени в единицах масс нуклона;  $x$  измеряется в Фм.

В качестве  $V(x)$  выбран потенциал Вудса-Саксона с параметрами из работы [17]:

$$V(x) = -V_0 f(x) + qV_0 x^{-1} f'(x)(j(j+1) - l(l+1) - 0.75);$$

$$f(x) = (1 + \exp(x - R/a))^{-1};$$

$$V_0 = (19.7M + 87.0Z)/A \text{ МэВ};$$

$$R = R_0 A^{1/3}; \quad R_0 = 1.24 \text{ фм};$$

$$a = 0.63 \text{ фм};$$

$$q = 0.263(1 + 2(N - Z)/A) \text{ фм}^2,$$

где  $A$  - массовое число;  $Z$  - заряд;  $N$  - число нейтронов ядра-мишени. Парциальное сечение

$$\sigma_{1j} = (4\pi/k^2)(2j+1) \sin^2 \delta_{1j}.$$

Уравнение (I) решалось численно методом Нумерова начиная с известных значений  $U$  при  $x = 0$  ( $l > 0$ ). При изменении энергии  $E$  шаг по  $x$  не менялся, поэтому совокупность  $W(x_1)$  вычислялась один раз при заданных  $l$  и  $j$ . Фазовый сдвиг  $\delta_{1j}$  определялся из стандартной сшивки при  $x = R + 12a$ . Для локализации резонанса функция  $\sigma_{1j}(E)$  вычислялась с шагом, равным 1 МэВ. Наличие максимума  $E_p$  в сечении  $\sigma_{1j}$  определялось по спадающему участку  $\sigma_{1j}(E)$ . Затем положение резонанса уточнялось, для чего использовался поиск Фибоначчи. Ширина резонанса вычислялась на его полувисоте.

В табл. I-4 приведены результаты расчета для шести сферических ядер с массовыми числами  $A = 16, 40, 48, 60, 90, 208$ . Буква Т в первой колонке указывает, что  $\delta_{1j}(E \approx E_p) = \pi/2$ , буква Р -  $\delta_{1j}(E \approx E_p) \neq \pi/2$ . В четырех последних колонках содержатся экстремумы потенциала  $W(x)$ . Эти данные полезны для качественного анализа положений и ширины резонансов.

Положения и ширины резонансов чувствительны к параметрам потенциала  $V(x)$ , причем при увеличении  $V_0$ ,  $R$  или  $a$  величины  $E_p$  и ширина резонанса  $G$  уменьшаются.

Таблица I

 $\Lambda = 16$   $Z = 8$   $N = 8$   $R_0 = 1.24$   $a = 0.63$   $V_0 = 53.35$   $R = 3.12$   $q = 0.263$ 

	l	J	$E_p$ (МеВ)	G (МеВ)	$\sigma$ (с)	XMIN (Фм)	WMIN (МеВ)	XMAX (Фм)	WMAX (МеВ)	
T	1	0.5	34.84	0.90	02	11	1.96	-31.94	6.55	0.83
F	1	1.5	3.02	0.46	01	36	2.95	-36.07	6.74	0.79
T	1	1.5	49.20	0.11	03	16	2.05	-36.07	6.74	0.79
T	2	1.5	1.35	0.25	00	817	2.45	-12.51	5.37	3.45
T	2	2.5	29.85	0.11	03	28	2.54	-21.29	5.60	3.07
F	3	2.5	18.30	0.31	02	76	3.00	7.44	4.25	9.57
T	3	3.5	7.45	0.36	01	295	2.92	-5.52	5.17	7.43
F	4	3.5	46.07	0.85	02	27				
T	4	4.5	23.29	0.32	02	111	3.31	10.88	4.61	14.61
F	5	5.5	45.01	0.73	02	62				
F	6	6.5	73.02	0.12	03	40				

 $\Lambda = 40$   $Z = 20$   $N = 20$   $R_0 = 1.24$   $a = 0.63$   $V_0 = 53.35$   $R = 4.24$   $q = 0.263$ 

T	1	0.5	2.95	0.78	01	118	2.48	-42.39	8.12	0.54
F	1	1.5	3.58	0.93	01	196	2.60	-43.93	8.26	0.53
T	2	1.5	5.39	0.74	01	84	2.92	-30.32	7.11	2.07
F	2	2.5	2.75	0.42	01	522	3.09	-34.31	7.39	1.94
T	3	2.5	66.97	0.18	03	15	3.25	-16.12	6.37	4.98
T	3	3.5	12.00	0.12	02	15	3.44	-23.42	6.83	4.45
T	4	3.5	10.70	0.45	01	198	3.55	-0.35	5.69	9.90
T	4	4.5	2.83	0.40	-01	945	3.73	-11.45	6.41	8.28
T	5	4.5	27.70	0.36	02	91	3.93	16.19	4.97	17.96
T	5	5.5	13.62	0.34	01	235	3.99	1.45	6.05	13.64
F	6	5.5	52.14	0.84	02	51				
F	6	6.5	26.66	0.18	02	138	4.26	15.11	5.71	20.79
T	7	7.5	43.01	0.48	02	96	4.58	29.19	5.32	30.14
F	8	8.5	62.46	0.86	02	72				

 $\Lambda = 48$   $Z = 20$   $N = 28$   $R_0 = 1.24$   $a = 0.63$   $V_0 = 47.74$   $R = 4.51$   $q = 0.351$ 

T	1	0.5	2.65	0.70	01	130	2.65	-38.38	8.35	0.52
T	1	1.5	3.29	0.85	01	213	2.80	-39.91	8.53	0.50
T	2	1.5	5.30	0.70	01	74	3.09	-27.64	7.32	1.95
T	2	2.5	2.31	0.34	01	636	3.31	-31.75	7.68	1.80
T	3	2.5	61.02	0.17	03	17	3.41	-14.80	6.54	4.72
F	3	3.5	12.02	0.11	02	23	3.67	-22.47	7.14	4.10
T	4	3.5	10.26	0.45	01	206	3.70	-0.30	5.82	9.47
T	5	4.5	26.77	0.36	02	93	4.04	15.23	5.11	17.35
T	5	5.5	11.04	0.19	01	289	4.21	-1.01	6.41	12.33
T	5	5.5	72.65	0.17	03	26	4.21	-1.01	6.41	12.33
F	6	5.5	51.01	0.80	02	52				
F	6	6.5	22.25	0.11	02	166	4.45	11.04	6.11	18.60
T	7	7.5	36.04	0.33	02	115	4.70	23.79	5.80	26.60
T	8	8.5	52.70	0.65	02	87	5.16	36.82	5.29	36.83
T	9	9.5	72.06	0.10	03	68				

Таблица 2

 $\Lambda=60$   $Z=28$   $N=32$   $R_0=1.24$   $\alpha=0.63$   $V_0=51.11$   $R=4.85$   $q=0.298$ 

	l	j	$E_p$	$q$	$\sigma$	$X_{MIN}$	$W_{MIN}$	$X_{MAX}$	$W_{MAX}$	
			(МэВ)	(МэВ)	( $\sigma$ )	( $\Phi$ м)	(МэВ)	( $\Phi$ м)	(МэВ)	
F	1	0.5	4.78	0.13	02	70	2.83	-43.23	8.88	0.46
T	1	1.5	6.85	0.17	02	104	2.96	-44.25	9.02	0.45
T	2	1.5	0.96	0.42	00	1080	3.27	-33.91	7.90	1.70
T	2	2.5	5.99	0.13	02	192	3.47	-36.74	8.18	1.60
F	3	2.5	10.89	0.11	02	27	3.58	-22.60	7.20	3.99
F	3	3.5	6.78	0.91	01	251	3.83	-28.05	7.64	3.62
T	4	3.5	3.22	0.82	-01	659	3.85	-9.61	6.60	7.69
F	4	4.5	18.03	0.15	02	17	4.11	-18.36	7.25	6.63
T	5	4.5	15.18	0.64	01	173	4.10	4.69	6.02	13.35
T	5	5.5	5.60	0.14	00	568	4.36	-7.77	6.92	10.75
T	6	5.5	31.51	0.36	02	97	4.41	19.84	5.43	21.79
T	6	6.5	15.55	0.28	01	238	4.58	3.65	6.64	16.11
F	7	6.5	53.87	0.81	02	62				
T	7	7.5	27.06	0.11	02	156	4.80	15.81	6.37	22.87
T	8	8.5	40.85	0.31	02	115	5.03	28.58	6.09	31.21
T	9	9.5	57.05	0.60	02	90	5.45	41.57	5.63	41.58
T	10	10.5	76.03	0.97	02	73				

Таблица 3

 $\Lambda=90$   $Z=40$   $N=50$   $R_0=1.24$   $\alpha=0.63$   $V_0=49.61$   $R=5.56$   $q=0.321$ 

	l	j	$E_p$	$q$	$\sigma$	$X_{MIN}$	$W_{MIN}$	$X_{MAX}$	$W_{MAX}$	
			(МэВ)	(МэВ)	( $\sigma$ )	( $\Phi$ м)	(МэВ)	( $\Phi$ м)	(МэВ)	
F	1	0.5	1.10	0.18	01	72	3.26	-44.02	9.74	0.38
T	1	0.5	15.26	0.19	02	31	3.26	-44.02	9.74	0.38
F	1	1.5	0.63	0.12	01	1028	3.40	-44.64	9.88	0.38
T	1	1.5	16.84	0.20	02	55	3.40	-44.64	9.88	0.38
T	2	1.5	7.71	0.17	02	98	3.71	-36.97	8.80	1.39
T	2	2.5	11.26	0.23	02	101	3.92	-38.82	9.06	1.32
T	3	2.5	4.09	0.52	01	371	4.02	-28.20	8.14	3.19
T	3	3.5	1.09	0.86	-01	1926	4.29	-31.92	8.54	2.94
T	3	3.5	8.72	0.19	02	180	4.29	-31.92	8.54	2.94
F	4	3.5	16.01	0.14	02	29	4.26	-17.89	7.59	6.00
F	4	4.5	9.31	0.12	02	245	4.58	-24.12	8.16	5.32
T	5	4.5	5.83	0.21	00	432	4.48	-6.25	7.08	10.11
F	5	5.5	21.05	0.17	02	42	4.82	-15.52	7.86	8.54
T	6	5.5	16.96	0.48	01	186	4.69	6.53	6.61	15.89
T	6	6.5	6.74	0.97	-01	547	5.03	-6.16	7.60	12.67
F	6	6.5	12.22	0.75	01	2	5.03	-6.16	7.60	12.67
T	7	6.5	31.12	0.24	02	116	4.92	20.21	6.16	23.79
T	7	7.5	15.84	0.16	01	266	5.22	3.92	7.37	17.77
T	8	7.5	49.95	0.62	02	81	5.31	34.29	5.62	34.36
T	8	8.5	25.87	0.60	01	183	5.40	14.69	7.15	23.94
F	9	8.5	72.66	0.11	03	59				
T	9	9.5	37.35	0.15	02	140	5.58	26.08	6.94	31.27
T	10	10.5	50.58	0.32	02	113	5.78	38.00	6.70	39.90

Таблица 4

A=208 Z=82 N=126 R<sub>0</sub>=1.24 a=0.63 V<sub>C</sub>=46.23 R=7.35 q=0.374

l	j	E <sub>p</sub> (МэВ)	G (МэВ)	σ (σ)	XMIN (Фм)	WMIN (МэВ)	XMAX (Фм)	WMAX (МэВ)		
T	1	0.5	2.35	0.56	01	152	4.48	-43.54	11.87	0.26
T	1	0.5	33.96	0.33	02	14	4.48	-43.54	11.87	0.26
T	1	1.5	2.97	0.70	01	240	4.62	-43.75	11.99	0.26
T	1	1.5	36.32	0.35	02	26	4.62	-43.75	11.99	0.26
T	2	1.5	2.66	0.48	01	306	4.96	-39.77	10.98	0.92
T	2	1.5	31.71	0.33	02	30	4.96	-39.77	10.98	0.92
T	2	2.5	3.27	0.54	01	388	5.18	-40.45	11.21	0.88
T	2	2.5	35.66	0.36	02	40	5.18	-40.45	11.21	0.88
F	3	2.5	5.32	0.42	01	25	5.27	-34.86	10.38	2.03
T	3	2.5	27.65	0.31	02	51	5.27	-34.86	10.38	2.03
F	3	3.5	3.58	0.41	01	428	5.56	-36.35	10.72	1.92
T	3	3.5	33.19	0.36	02	57	5.56	-36.35	10.72	1.92
T	4	3.5	16.62	0.34	02	87	5.50	-28.91	9.89	3.70
T	4	4.5	30.58	0.36	02	77	5.87	-31.58	10.36	3.41
T	5	4.5	6.66	0.42	01	390	5.69	-21.99	9.47	6.00
T	5	5.5	2.59	0.74	-01	1212	6.12	-26.21	10.08	5.39
T	5	5.5	17.09	0.39	02	119	6.12	-26.21	10.08	5.39
F	6	5.5	17.37	0.17	02	138	5.86	-14.16	9.08	9.04
T	6	6.5	9.00	0.62	01	405	6.33	-20.31	9.85	7.87
T	7	6.5	5.83	0.20	-01	629	6.01	-5.47	8.72	12.96
F	7	6.5	30.83	0.20	02	24	6.01	-5.47	8.72	12.96
F	7	7.5	18.08	0.19	02	209	6.51	-13.89	9.65	10.88
T	8	7.5	14.71	0.85	00	285	6.15	4.02	8.40	17.88
T	8	8.5	4.92	0.12	-02	942	6.68	-6.98	9.47	14.45
F	8	8.5	29.08	0.24	02	90	6.68	-6.98	9.47	14.45
T	9	8.5	24.38	0.40	01	193	6.29	14.26	8.12	23.91
T	9	9.5	12.31	0.14	00	426	6.82	0.44	9.31	18.60
F	9	9.5	41.52	0.25	02	26	6.82	0.44	9.31	18.60
T	10	9.5	35.59	0.12	02	147	6.43	25.19	7.87	31.11
T	10	10.5	19.88	0.89	00	290	6.95	8.35	9.17	23.36
F	10	10.5	54.40	0.20	02	3	6.95	8.35	9.17	23.36
T	11	10.5	48.78	0.31	02	117	6.59	36.71	7.64	39.53
T	11	11.5	27.88	0.25	01	225	7.08	16.75	9.03	28.73
T	12	11.5	64.36	0.58	02	96	6.79	48.70	7.38	49.29
T	12	12.5	36.52	0.54	01	186	7.19	25.64	8.89	34.76
T	13	13.5	45.93	0.98	01	159	7.31	35.01	8.76	41.47
T	14	14.5	56.21	0.16	02	139	7.43	44.83	8.63	48.90

## Список литературы

1. Добрынин Ю.Л., Толоконников С.В., Фаянс С.А. Препринт ИАЭ-2593, М., 1975.
2. Кадменский С.Г., Калечин В.Е., Мартынов А.А. ЯФ, 1971, т. 14, вып. 6, с. 1174.
3. Бунятян Г.Г. ЯФ, 1978, т. 28, вып. 2, с. 360.
4. Гареев Ф.А., Банг В. ЭЧАЯ, 1980, т. 11, вып. 4, с. 813.
5. Ross C.K., Bhaduri R.K. Nucl. Phys., 1972, A188, p. 566.
6. Ofengenden S.R., Zavarzin V.F. and Kolomietz V.M. Phys. Lett., 1977, v. 69B, p. 264.
7. Тейлор Дж. Теория рассеяния. М., Мир, 1975.

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ СПИН-ОРИТАЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
ДЛЯ НЕЙТРОНА И ГИПЕРОНОВ В ЯДРЕ

В.А. Филлимонов

(НИИЯФ при Томском политехническом институте)

На основе единой модели однобозонного обмена анализируются спин-орбитальные взаимодействия в ядре для  $N$ ,  $\Lambda$ ,  $\Sigma$ ,  $\Xi$ . Вычисленные спин-орбитальные части оптического потенциала для упомянутых барионов сравниваются между собой и с соответствующими экспериментальными данными для  $N$  и  $\Lambda$ .

The spin-orbit interactions for  $N$ ,  $\Lambda$ ,  $\Sigma$ ,  $\Xi$  in nuclei are analyzed on the one-boson exchange model basis. The spin-orbit strength parameters of the optical potential for above-mentioned barions are calculated and compared with each other and existing data for  $N$  and  $\Lambda$ .

В последнее время возрос интерес к спин-орбитальному взаимодействию в связи с измерением величины этого взаимодействия в ядре для  $\Lambda$ -гиперона [1,2]. Оно оказалось примерно на порядок меньше нуклонного. Возможно измерение спин-орбитального взаимодействия для  $\Sigma$ -гиперонов путем исследования возбужденных  $\Sigma$ -гиперядер [3]. В литературе обсуждается также вопрос и о получении  $\Xi$ -гиперядер [4].

В настоящее время можно считать хорошо установленным, что спин-орбитальный член в оптическом нуклон-ядерном потенциале объясан своим происхождением в основном значительной спин-орбитальной компоненте в парном нуклон-нуклонном потенциале. Последняя в существенной мере происходит от обмена векторными мезонами. Некоторая часть этой компоненты (до 30%) связана со скалярными мезонами. Псевдоскалярные мезоны в нашем приближении не дают вклада в спин-орбитальное взаимодействие. Существует также направление, в котором нуклон-нуклонные взаимодействия трактуются на основе квантовой хромодинамики, как результат кварк-глюонных процессов. Применительно к спин-орбитальному взаимодействию нуклонов, а также гиперонов в ядре этот подход развивался в статье [5]. Кварк-глюонный механизм не перечеркивает модели однобозонного обмена, а дополняет ее. Разработка модели однобозонного обмена по-прежнему заслуживает внимания. При этом наибольший интерес представляло

бы построение модели однобозонного обмена, которая на единой основе описывала бы силы между барионами нижнего октета  $SU(3)$ . В настоящей работе на основе общего подхода в рамках модели однобозонного обмена будет проведен сравнительный анализ спин-орбитального взаимодействия для  $N$ ,  $\Lambda$ ,  $\Sigma$  и  $\Xi$  в ядре.

Спин-орбитальную компоненту барион-ядерного оптического потенциала запишем в виде

$$V_{50} = (\lambda_B / m_{\pi}^2) [\partial \rho(r) / r \rho(r) \partial r] \vec{\sigma}_1 \vec{L}. \quad (1)$$

В (1)  $\rho(r)$  - распределение плотности нуклонов в ядре;  $\rho(0) = 0,17 \text{ ф}^{-3}$ ;  $m_{\pi}$  - масса  $\pi$ -мезона, которая присутствует для того, чтобы интенсивность  $\lambda_B$  спин-орбитального взаимодействия выражалась в энергетических единицах.

Введем  $t$ -матрицу для барион-барионного рассеяния в системе центра масс:

$$\langle \vec{p}' | t | \vec{p}' \rangle = \sum_{i=1}^8 F_i(s^2, q^2) S_i(\vec{q}, \vec{s}); \quad (2)$$

$$S_1 = 1; S_2 = \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2; S_3 = (\vec{\sigma}_1 \vec{q})(\vec{\sigma}_2 \vec{q}); S_4 = i(\vec{\sigma}_1 + \vec{\sigma}_2) \vec{n} / 2;$$

$$S_5 = (\vec{\sigma}_1 \vec{n})(\vec{\sigma}_2 \vec{n}); S_6 = i(\vec{\sigma}_1 - \vec{\sigma}_2) \vec{n} / 2; S_7 = (\vec{\sigma}_1 \vec{s})(\vec{\sigma}_2 \vec{q}) +$$

$$+ (\vec{\sigma}_1 \vec{q})(\vec{\sigma}_2 \vec{s}); S_8 = (\vec{\sigma}_1 \vec{s})(\vec{\sigma}_2 \vec{q}) - (\vec{\sigma}_1 \vec{q})(\vec{\sigma}_2 \vec{s});$$

$$\vec{q} = \vec{p} - \vec{p}'; \vec{s} = \vec{p} + \vec{p}'; \vec{n} = [\vec{s} \times \vec{q}] / 2.$$

В случае  $NN$ -рассеяния сумма (2) состоит только из первых пяти слагаемых.

Переход от  $t$ -матрицы к оптическому потенциалу может быть осуществлен приближенно следующим образом. На первом этапе по  $t$ -матрице в рамках импульсного приближения находится амплитуда рассеяния бариона на ядре. На следующем этапе строится оптический потенциал, который в борновском приближении воспроизводит полученную амплитуду. Спин-орбитальная часть оптического потенциала при этом оказывается нелокальной и содержащей помимо первой высшие производные от

распределения плотности нуклонов в ядре. Однако, если ограничиться формой (1), то получим для нуклона и гиперонов соответственно:

$$\lambda_N = -3\rho(0)m_{\pi}^2 F_4(0,0)/8; \quad (3)$$

$$\lambda_Y = -\rho(0)m_{\pi}^2 [F_4(0,0) + F_6(0,0)]/4. \quad (4)$$

Различие в выражениях (3) и (4) связано с тем, что в случае нуклона необходимо принимать во внимание тождественность выделенного нуклона с одноименными нуклонами ядра.

Функции  $F_i$ , входящие в (2), были рассчитаны в приближении однобозонного обмена. Интенсивности  $\lambda_B$  вычислялись в предположении, что основной вклад в них вносят векторные мезоны. Для  $NN$ -системы учитывался обмен  $\rho$ - и  $\omega$ -мезонами, для  $\Lambda N$ -,  $\Sigma N$ -систем обмен  $\omega$ - и  $\chi^*$ -мезонами. Для системы  $\Xi N$  принимался во внимание лишь обмен  $\omega$ -мезоном. В системах  $\Sigma N$  и  $\Xi N$  обмен  $\rho$ -мезоном не рассматривался, ввиду того что взаимодействия с протоном и нейтроном в этом случае имеют противоположные знаки, и если число протонов и нейтронов в ядре одинаково, то вклада в  $\lambda_{\Sigma, \Xi}$  от  $\rho$ -мезонов не будет.

Интенсивность спин-орбитальных сил определяется значениями констант связи барионов с векторными полями. Различают два типа связи; векторную и тензорную с константами  $\psi_{VB}^V$  и  $\psi_{VB}^T$  соответственно. Эти константы по определению полностью аналогичны электрическому заряду и аномальному магнитному моменту бариона. В настоящее время имеются очень неопределенные данные относительно констант связи нуклонов с векторными мезонами. Например, для  $\rho$ -нуклонной связи имеем  $\psi_{pN}^2 = 0,5+2,5$ . Ничего не известно относительно констант связи гиперонов с векторными мезонами. В таких условиях приходится прибегать к теоретическим аргументам.

Мы воспользовались моделью векторной доминантности [6]. Согласно этой модели барионы взаимодействуют с электромагнитным полем только через посредство векторных мезонов. Поэтому электромагнитные форм-факторы барионов оказываются связанными с константами сильной связи барионов с векторными мезонами. Это позволяет выразить  $\psi_{VB}^{V,T}$  через электрические заряды и аномальные магнитные моменты барионов. Если воспользоваться

также свойством универсальности электрического заряда, SU(3)-симметрией для вершины  $V\bar{B}B'$  сильной связи и положить в соответствие с правилом Цвейга  $\psi_{\psi NN}^{V,T} = 0$ , то все константы оказывается возможным выразить через  $\psi_{\rho NN}^V \equiv \psi_{\rho}$  и аномальные магнитные моменты протона  $M_p^* = 1,79$  и нейтрона  $M_n^* = -1,91$ :

$$\psi_{\omega NN}^V/3 = \psi_{\omega \Lambda\Lambda}^V/2 = \psi_{\chi^* \Lambda N}/\sqrt{3} = \psi_{\chi^* \Sigma N}^V = \quad (5)$$

$$= \psi_{\omega \Xi \Xi}^V = \psi_{\omega \Sigma \Sigma}^V/2 = -\psi_{\rho NN}^V \equiv -\psi_{\rho} \quad ;$$

$$\psi_{\rho NN}^T = (M_p^* - M_n^*)\psi_{\rho} \quad ; \quad \psi_{\omega NN}^T = -3(M_p^* + M_n^*)\psi_{\rho} \quad ;$$

$$\psi_{\omega \Lambda\Lambda}^T = -(2M_p^* + 3M_n^*)\psi_{\rho} \quad , \quad \psi_{\omega \Sigma \Sigma}^T = -(2M_p^* + M_n^*)\psi_{\rho} \quad ; \quad (6)$$

$$\psi_{\chi^* \Lambda N}^T = -\sqrt{3}M_p^*\psi_{\rho} \quad ; \quad \psi_{\omega \Xi \Xi}^T = \psi_{\chi^* \Lambda N}^T = -(2M_n^* + M_p^*)\psi_{\rho}.$$

Результаты вычисления вклада векторных мезонов в  $\lambda_B$  в зависимости от  $\psi_{\rho}^2$  приведены в таблице. Значения  $\lambda_B$  даны в МэВ.

$\psi_{\rho}^2$	0,5	1,0	1,5	2,0	2,5
$\lambda_N$	2,27	4,54	6,81	9,09	11,36
$\lambda_{\Lambda}$	0,37	0,74	1,12	1,49	1,86
$\lambda_{\Sigma}$	0,89	1,78	2,77	3,57	4,46
$\lambda_{\Xi}$	-0,55	-1,10	-1,65	-2,20	-2,75

Эксперимент дает  $\lambda_N \approx 10$  МэВ, для  $\Lambda$  -гиперона получено  $\lambda_{\Lambda} = 2 \pm 1$  МэВ [7]. Данные таблицы показывают, что развитая модель правильно воспроизводит относительную величину спин-орбитального взаимодействия для  $\Lambda$  и  $N$ . Наилучшим, по-видимому, считается  $\psi_{\rho}^2 \approx 1$ . При этом значении  $\psi_{\rho}^2$  обмен векторными мезонами обеспечивает  $\approx 50\%$  экспериментального значения  $\lambda_N$  и  $\lambda_{\Lambda}$ . Оставшаяся часть может быть обязана обмену скалярными мезонами, эффектам высших порядков и, воз-

можно, кварк-глюонным процессам. Скалярные мезоны всегда дают положительный вклад в  $\lambda_B$ . Поэтому следует ожидать для  $\lambda_\Sigma$  промежуточного значения между  $\lambda_\Lambda$  и  $\lambda_N$ . Значение  $\lambda_\Xi$  ожидается малым и, возможно, даже отрицательным.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Brückner W. et al. - Phys.Lett., v. 79B, p. 157.
2. Bertini R. et al. - Phys.Lett., 1979, v. 83B, p. 306.
3. Bertini R. et al. Search for  $\Sigma^-$ -Hyper nuclei by means of the strangeness-exchange reactions  $(K^-, \pi^+)$  and  $(K^-, \pi^0)$ . Report at the 8th Inter.Conf. on High-Energy Physics and Nuclear Structure, Vancouver, 13-17 August, 1979.
4. Dover C.B. Production of double hyper nuclei via the  $(K^-, K^+)$  reaction. Invited talk at the Inter.Conf. on Hyper - nuclear and Low Energy Kaon Physics, Jablonna, Poland, September 11-14, 1979.
5. Pirner H.J. - Phys.Lett., 1979, v. 85B, p. 190.
6. Сакури Дж. ТОКИ И МЕЗОНЫ. М., Атомиздат, 1972, 47 с.
7. Bouyssy A. - Phys.lett., 1979, v. 84B, p. 41.

## УРАВНЕНИЯ СОСТОЯНИЯ НЕЙТРОННО-ЗВЕЗДНОГО ВЕЩЕСТВА И ПАРАМЕТРЫ НЕЙТРОННЫХ ЗВЕЗД

В.И.Рейалин, В.А.Филимонов

(НИИЯФ при Томском политехническом институте)

Показывается, что подавляющее большинство предложенных уравнений состояния нейтронно-звездного вещества, за исключением самых жестких, не могут быть согласованы с наблюдательными данными по пульсару в Крабовидной туманности.

It is shown that only very rigid equations of state for neutron star matter are consistent with the observation data on pulsar in the Crab Nebula.

Нейтронная звезда является объектом, существование которого обеспечивается как ядерными, так и гравитационными силами. Считается, что гравитационное взаимодействие описывается общей теорией относительности Эйнштейна. Для ядерных взаимодействий не существует столь же надежной теории. Неопределенности в теории приводят к тому, что имеется большое число моделей сверхплотного вещества. Для теории нейтронной звезды достаточно знание свойств сверхплотного вещества при нулевой температуре. В этом случае вся необходимая информация содержится в уравнении состояния, которое определяет давление  $P$  как функцию плотности массы  $\rho$  :

$$P = n^2 \frac{\partial e}{\partial n} ; \quad \rho = en ,$$

где  $e$  - энергия на барион;  $n$  - плотность числа барионов.

При рассмотрении нейтронной звезды вводится несколько диапазонов плотностей. Каждому диапазону соответствует своя структура вещества. В диапазоне  $8 < \rho < 8 \cdot 10^6$  г/см<sup>3</sup> вещество состоит из <sup>56</sup>Fe и изменяется от обычного металлического состояния до состояния твердого тела с полностью ионизованными атомами. В области  $8 \cdot 10^6 < \rho < 2,7 \cdot 10^{11}$  г/см<sup>3</sup> вещество находится в кристаллическом состоянии с ядрами, обогащенными нейтронами. В диапазоне  $2,7 \cdot 10^{11} < \rho < 2,8 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> материя состоит из нейтронов, электронов и ядер. В диапазоне  $\rho > 2,8 \cdot 10^{14}$  г/см<sup>3</sup> ядра исчезают и вещество представляет

собой смесь нейтронов, протонов, электронов и мезонов. При увеличении плотности в среде возникает гипероны и барионные резонансы, возможно появление  $\Sigma$  - конденсата и других составляющих. К ядерным силам наиболее чувствительны последние два диапазона.

На рис. 1 приведены уравнения состояния для некоторых моделей ядерного вещества и ядерных сил. Кривая 1 получена на основе  $NN$  -сил, возникающих от обмена векторными, псевдоскалярными и скалярными мезонами и согласованных с характеристиками ядерного вещества [1,2]. Кривая 3 изображает уравнение состояния нейтронно-звездного вещества, найденное в рамках модели Бете-Бракнера с матрицей реакции, параметризованной таким образом, чтобы воспроизводились свойства ядерного вещества [3]. В обоих случаях не принималась во внимание возможность гиперонной компоненты в нейтронно-звездном веществе. Уравнения состояния, изображаемые кривыми 2 и 4 на рис. 1, взяты из работ [4] и [5] соответственно. В этих работах учитывалось присутствие в среде  $\Sigma$  и  $\Lambda$  - гиперонов,

$\Delta_{33}$  - резонанса. Для нахождения энергии системы как функции плотности числа барионов использовался метод Ястрова. При этом применялись потенциалы Рейда с мягкой сердцевиной, распространенные и на нуклон-гиперонное взаимодействие. Однако в [4] и [5] делались разные предположения о взаимодействии гиперонов, что привело к различным уравнениям состояния. Другие известные в литературе уравнения состояния, как правило, занимают промежуточное положение между 1 и 4.

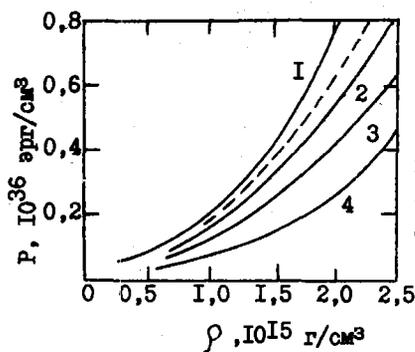


Рис. 1. Зависимость давления от плотности массы для различных моделей ядерного вещества: 1- [1,2], 2- [4], 3- [3], 4- [5]. Уравнения состояния, изображаемые кривыми, лежащими справа от пунктирной линии, нельзя согласовать с наблюдательными данными по пульсару в Крабовидной туманности

В общей теории относительности Эйнштейна характеристики нейтронных звезд могут быть рассчитаны путем решения уравнений Толмана-Оппенгеймера-Волкова [6] при заданном уравнении состояния вещества. Момент инерции звезды также рассчитывался по ОТО в приближении медленного вращения [7,8]. На рис. 2 представлены зависимости массы нейтронной звезды от логарифма центральной плотности для четырех рассмотренных выше уравнений состояния. Вычисленные максимальные массы нейтронных звезд для вариантов 1,2,3,4 соответственно таковы (в массах Солнца):  $M_1 = 2,15$ ;  $M_2 = 1,86$ ;  $M_3 = 1,63$ ;  $M_4 = 1,41$ .

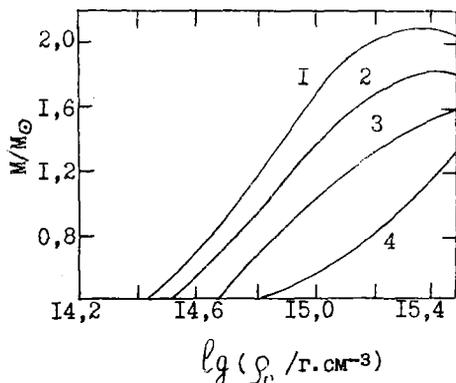


Рис. 2. Зависимость массы нейтронной звезды от центральной плотности для различных уравнений состояния. Обозначения те же, что и на рис. 1

Пока что надежных сведений о характеристиках нейтронных звезд не имеется. Но все же в последнее время из наблюдательных данных были получены некоторые оценки масс нейтронных звезд (в массах Солнца): PSR 1913 + 16 и его спутник  $M = 1,39 \pm 0,15$  и  $1,44 \pm 0,15$  [9]; 4 U 1900-40  $1,4 < M < 1,8$  [10]; Cen X-3  $0,6 < M < 1,8$  [11]; SMC X-1  $1,1 < M < 4,0$  [10]; Her X-1  $M < 1,8$  [12-14]; 4 U 1538-52  $1,2 < M < 3,3$  [15]; 4 U 1700-37  $0,5 < M < 3,0$  [16]. Для пульсара PSR 0532 (в Крабовидной туманности) имеются оценки момента инерции  $I > 1,8 \cdot 10^{45}$  г·см<sup>2</sup> [8] и величины гравитационного красного смещения на поверхности нейтронной звезды  $z = \Delta\lambda/\lambda = 0,28$  [17]. Все приведенные выше рассчитанные максимальные массы согласуются со значениями масс нейтронных звезд, полученными из наблюдательных данных.

На рис. 3 представлена вычисленная связь момента инерции звезды с параметром красного смещения на поверхности звезды для различных уравнений состояния. Все рассмотренные уравнения состояния, кроме самого жесткого - I, не могут воспроизвести данных по пульсару в Крабовидной туманности. Таким образом, подавляющее число моделей ядерных сил не в состоянии описать нейтронную звезду. Уточнение теории ядерного вещества, например, введение  $\bar{\pi}$  - конденсата и пр., будет приводить к смягчению уравнений состояния и усугублять трудности. В этой связи очень желательными являются дальнейшие усилия в направлении измерения и уточнения параметров нейтронных звезд.

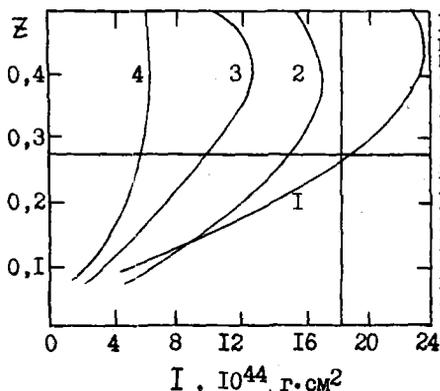


Рис. 3. Параметр гравитационного красного смещения  $Z$  на поверхности нейтронной звезды в зависимости от момента инерции звезды. Горизонтальная прямая отмечает экспериментальное значение  $Z$  для пульсара в Крабе. Вертикальная - нижнюю границу момента инерции для того же пульсара. Обозначения кривых соответствуют обозначениям рис. 1

#### Список литературы

1. Филимонов В.А. - ЯФ, 1975, т. 22, вып. 3, с. 494.
2. Рейзлин В.И., Филимонов В.А. - ЯФ, 1978, т. 28, вып. 4, с. 963.
3. Arponen J. - Nucl. Phys., 1972, v. 191A, p. 257.
4. Bethe H.A., Johnson M.B. - Nucl. Phys., 1974, v. 230A, p. 1.
5. Pandharipande V.R. - Nucl. Phys., 1971, v. 178A, p. 123.
6. Oppenheimer J.R., Volkoff G.M. - Phys. Rev., 1939, v. 55, p. 374.
7. Kerr R.P. - Phys. Rev. Lett., 1963, v. 11, p. 237.
8. Börner G., Cohen J.M. - Ap. J., 1973, v. 185, p. 959.
9. Taylor J.H., Fowler L.A., McCulloch P.M. - Nature, 1979, v. 277, p. 437.
10. Joss P.C., Rappaport S.A. - Nature, 1976, v. 264, p. 219.
11. Schreier E. et al. - Ap. J., 1972, v. 172, p. L79.
12. Bahcall J.N., Chester T.J. - Ap. J., 1977, v. 215, p. L21.
13. Middledich J., Nelson J. - Ap. J., 1976, v. 208, p. 567.
14. Tananbaum H. et al. - Ap. J., 1972, v. 174, p. L443.
15. Schwartz D.A. et al. - Nature, 1978, v. 275, p. 517.
16. Avni Y. - Highlights astron., 1977, v. 4, p. 137.
17. Leventhal M. et al. - Nature, 1977, v. 266, p. 696.

ИЗМЕРЕНИЯ  $\sigma_{\pm}$   $^{208}\text{Pb}$  С РАЗРЕШЕНИЕМ  $\sim 1$  кэВ  
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ НЕЙТРОНОВ 1,5 - 2,0 МэВ

В.М.Морозов, Ю.Г.Зубов, Н.С.Лебедева,  
Н.И.Сидоров

(ИАЭ им.И.В.Курчатова)

Описываются измерения  $\sigma_{\pm}$  для ядра  $^{208}\text{Pb}$ , проведенные в диапазоне энергий нейтронов от 1,5 до 2,0 МэВ с энергетическим разрешением 0,9-1,3 кэВ и экспериментальной ошибкой 2-5% на электростатическом ускорителе непрерывного действия.

The measurements of  $\sigma_{\pm}$  for  $^{208}\text{Pb}$  are described here for the neutron energy range 1,5-2,0 Mev, the energy resolution 0,9 - 1,3 keV and the experimental errors 2 - 5% which were performed on electrostatic generator with permanent operation.

Одним из методов более детального изучения свойств ядерных взаимодействий является улучшение энергетического разрешения в экспериментах. Сравнительная дороговизна этого прямого метода нередко приводит к применению неких паллиативных методик [1], однако последнее допустимо не для любой задачи.

В работе [2] нами был поднят вопрос о возможных причинах невыполнения неравенства Вика, обнаруженного при анализе некоторых опубликованных экспериментальных данных по изучению упругого рассеяния ядерных частиц, в том числе и нейтронов, рассеянных различными ядрами. Наряду с возможными теоретическими причинами, обосновывающими существование такого эффекта, указывались также и чисто экспериментальные погрешности, способные привести к такому результату. В этой работе было выдвинуто предложение проведения соответствующего эксперимента с большой степенью точности. В качестве объекта исследования в таком эксперименте было выбрано упругое рассеяние нейтронов с энергией от 1,5 до 2,0 МэВ на ядре  $^{208}\text{Pb}$ , т.е. в области, где практически все полное сечение взаимодействия обусловлено упругим рассеянием. Одним из необходимых условий возможности проведения такого эксперимента явилось использование энергетических разрешений  $\Delta E \sim 1$  кэВ, позволяющих тщательно исследовать структуру сечения.

Специально для проведения этих измерений была спроектирована, изготовлена и запущена в эксплуатацию газовая мишень, позволяющая в сочетании с электростатическим ускорителем достигать необходимых энергетических разрешений [3].

По ряду соображений первоначально тщательному исследованию было подвергнуто поведение  $\sigma_t$  для  $^{208}\text{Pb}$  в области энергий нейтронов 1,5-2,0 Мэв, причем только в тех районах, где при анализе результатов работы [4] были обнаружены существенные нарушения неравенства Вика. Измерения производились с энергетическим разрешением 0,9-1,3 кэВ и с шагом от 0,5 до 2,5 кэВ.

В измерениях использовались нейтроны, испускаемые реакцией  $^{12}\text{C}(\alpha, n)$  под углом  $\theta_{\text{лаб.}} = 30^\circ$ . Пучок дейтронов, ускоренный ЭСУ-2,5, фокусировался на рабочем объеме газовой мишени, рабочим телом которой служили пары ацетона\*. Для формирования рабочего пучка нейтронов применялся клиновидный коллиматор. Средняя энергия нейтронов пучка варьировалась от 1,54 до 1,96 Мэв (энергия дейтронов - соответственно от 1,91 до 2,36 Мэв).

Для измерения прозрачности образцов, а также для исследования формы пучка нейтронов, местоположения образца в пучке и т.п. использовался сцинтилляционный счетчик с кристаллом стилбена, располагавшийся на расстоянии 2700 мм от мишени в массивной защите. Коэффициент усиления детектора был стабилизирован с помощью стандартных импульсов от светодиода, а отсчеты  $\gamma$ -квантов дискриминировались по форме сцинтилляционного импульса. В измерениях регистрировались импульсы протонов отдачи с энергией, превышавшей  $\sim 1$  Мэв. Максимальный темп счета в измерениях при энергии нейтронов 1740 кэВ и разрешении 1,1 кэВ составлял  $\sim 80$  отсчетов/сек (ток на мишень  $\sim 100$  мкА).

Измерения производились на двух образцах из обогащенного до 97% изотопом  $^{208}\text{Pb}$  свинца\*\*, имеющих форму цилиндров диаметром 25 мм и толщиной 0,0511 и 0,0878 ядер/барн. Образцы располагались на расстоянии 900 мм от мишени так, что ось цилиндра совпадала с осью нейтронного пучка, причем полностью

\* Хотя относительная эффективность генерации нейтронов парами бензола и выше, чем у паров ацетона, от использования бензола пришлось отказаться из-за его способности при облучении дейтронным пучком засорять углеродсодержащими пленками все поверхности внутри установки, газовая мишень, что приводило к появлению неконтролируемого нейтронного фона.

\*\* Материал для образцов был представлен в наше распоряжение Госизотопфондом СССР.

перекрывали пучок. Измерения велись в условиях, не требовавших внесения поправок на геометрию.

Для мониторинга в измерениях использовался полупроводниковый кремниевый детектор, регистрировавший протоны из сопутствующей реакции  $^{12}\text{C}(d, p)$ .

Первоначально калибровка энергии нейтронов, идущих на детектор, осуществлялась с помощью измерений максимума в полном сечении взаимодействия нейтронов с ядром  $^{12}\text{C}$  при энергии  $2078,05 \pm 0,32$  кэв [5]. Точность калибровки около 5 кэв.

При вычислении реального энергетического разрешения в эксперименте учитывались потери энергии ионов пучка в рабочем объеме мишени, разброс энергии нейтронов в пределах угла раскрытия используемой в измерениях части нейтронного пучка  $\Delta\theta$ \*, а также энергетическая нестабильность ускорителя. Для первой и второй величин использовались расчетные значения [6]\*\*. Третья величина, как показал опыт, составляла около  $\pm 0,5$  кэв.

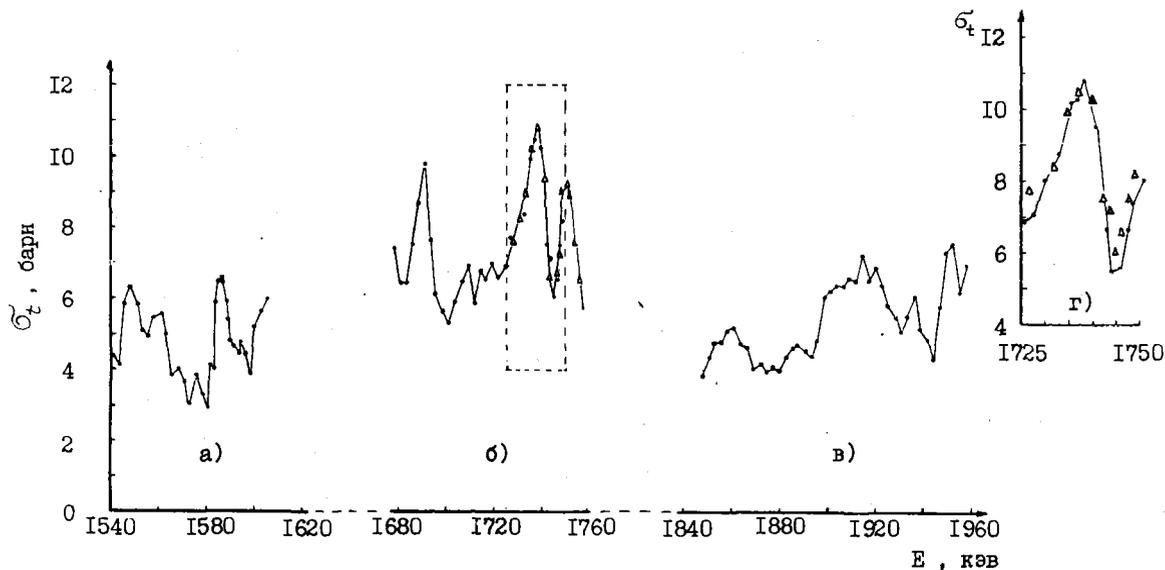
Измерения прозрачностей образцов производились несколькими отдельными сериями, в которых использовались разные образцы и разные по величине (по  $\Delta\theta$ ) кристаллы стилбена. Калибровка энергии повторялась в процессе измерения и осуществлялась в каждой серии независимо по положению минимума в полном сечении  $^{208}\text{Pb}$  при энергии 1744,8 кэв, обладающего весьма малой шириной.

Результаты вычислений  $\sigma_c$  по прозрачностям образцов приведены на рис. с указанием толщины используемого образца и энергетического разрешения. Статистическая точность измерений варьируется, как правило, от 2 до 5%.

Сравнение полученных данных с данными работы [4], выполненной с разрешением 2-3 кэв, показывает достаточно хорошее согласие в форме кривых, хотя полученная нами кривая сечения в среднем лежит несколько ниже кривой работы [4]. Кроме того, обе кривые сдвинуты друг относительно друга по энергетической шкале на величину около 10 кэв (что при существующей точности калибровки шкалы энергии вряд ли можно признать значимым).

\* При  $\theta_{\text{лаб}} = 30^\circ$  в реакции  $^{12}\text{C}(d, n)$  для нейтронов с энергией около 1,7 Мэв  $dE/d\theta \sim 4$  кэв/град., т.е. является величиной, существенной в измерениях с высоким разрешением.

\*\* Исследование соответствия расчетных значений толщины мишени с экспериментом по смещению максимума в полном сечении при изменении толщины мишени показало, что расчетные значения смещения, как правило, превышают экспериментальные.



Полное сечение взаимодействия нейтронов с ядром  $^{208}\text{Pb}$ :

- а)  $\Delta E = 1,3$  кэВ,  $L_{\text{обр.}} = 0,0878$  ядер/барн; б)  $\Delta E = 1,1$  кэВ,  $L_{\text{обр.}} = 0,0511$  ядер/барн -  $\bullet$  ;  
 $\Delta E = 1,1$  кэВ,  $L_{\text{обр.}} = 0,0878$  ядер/барн -  $\Delta$  ; в)  $\Delta E = 1,1$  кэВ,  $L_{\text{обр.}} = 0,0878$  ядер/барн;  
 г)  $\Delta E = 0,9$  кэВ,  $L_{\text{обр.}} = 0,0878$  ядер/барн -  $\bullet$  ;  $\Delta E = 1,1$  кэВ,  $L_{\text{обр.}} = 0,0511$  ядер/барн -  $\Delta$

В результате исследования максимум в полном сечении <sup>208</sup>Pb при энергии около 1738 кэв был признан представляющим интерес и удобным для использования при решении задачи, поставленной в работе [2].

#### Список литературы

1. Морозов В.М., Зубов Ю.Г., Лебедева Н.С. — Дифф. физика, 1973, 17, стр. 734.
2. Морозов В.М., Зубов Ю.Г., Лебедева Н.С. — В сб.: Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции, Киев, 1975). Москва, 1976, ч. 4, стр. 145.
3. Морозов В.М., Зубов Ю.Г., Карпов Н.И., Лебедева Н.С. — В сб.: Нейтронная физика (Материалы 4-й Всесоюзной конференции, Киев, 1977). Москва, 1977, ч. 4, стр. 266.
4. Fowler J.L. — Phys. Rev., 1966, 147, p. 870.
5. James D. — U. S. Dep. Comm. Nat. Bur. Stand. Spec. Publ., 1977, N 433, p. 319.
6. Немец О.Ф., Гофман Ю.В., Справочник по ядерной физике. — Киев, Наукова думка, 1975.

К ИЗУЧЕНИЮ РЕЗОНАНСНОЙ СТРУКТУРЫ СЕЧЕНИЙ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ МЕТОДОМ ПРЯМОГО РАСЧЕТА РЕЗОЛВЕНТЫ ЭФФЕКТИВНОГО ГАМИЛЬТОНИАНА И МОДЕЛИРОВАНИЯ СДВИГОВ И ШИРИН МЕТОДОМ СЛУЧАЙНЫХ МАТРИЦ

В.С. Ольховский, В.А. Чинаров

(ИЯИ АН УССР)

В основу предложенного подхода к изучению резонансной структуры сечений взаимодействия нейтронов с ядрами положен метод прямого расчета резольвенты эффективного гамильтониана и моделирования матричных элементов от остаточного взаимодействия, резонансных сдвигов и ширин методом случайных матриц. Получено удовлетворительное согласие теоретических и экспериментальных кривых.

The base of the proposed approach for the study of resonance structure in neutron-nucleus cross-section is the method of direct calculation of the effective hamiltonian resolvent and of approximating parameters (matrix elements of residual interaction, resonance shifts and widths) by random matrix method. A satisfactory agreement of the theoretical and experimental data is obtained.

В [1] на основе обобщения метода связанных каналов (открытых и закрытых) было получено следующее выражение для резонансной части  $T$ -матрицы реакции взаимодействия нейтронов с ядрами:

$$T_{ji}^{(comp)} = \sum_{\{p\}} \langle \Psi_i^{(-)} | w | P \Phi_{\{p\}} \rangle R^{-1}(E) \langle P \Phi_{\{p\}}^* | w | \Psi_j^{(+)} \rangle, \quad (1)$$

где  $R(E) = E - \epsilon_{\{p\}}$ ,  $\{p\}$  - набор квантовых чисел промежуточных конфигураций, а комплексные собственные значения  $\epsilon_{\{p\}}$  и собственные векторы

$$\Phi_{\{p\}} = \sum_{\{p'\}} C_{\{p\}\{p'\}} \Phi_{\{p'\}}$$

определяются следующим уравнением:

$$\sum_{\{p'\}} [(\epsilon_{\{p\}} - \epsilon_{\{p'\}}) \delta_{\{p\}\{p'\}} - \langle \Phi_{\{p\}} | w + w [E - QHQ]^{-1} w | \Phi_{\{p'\}} \rangle] C_{\{p\}\{p'\}} = 0. \quad (2)$$

Здесь остаточное взаимодействие  $w = H - H_0$ ;  $H_0$  - модельный гамильтониан "среднего поля"; функция Грина оператора  $E^+ - QHQ$  определяется выражением вида

$$\sum_{n_a} \langle \alpha_{n_a} | \Psi_a^+ \rangle (E + i\eta - E_{n_a})^{-1} \langle \Psi_a^+ | \alpha_{n_a} \rangle. \quad (3)$$

Здесь  $\Psi_{\alpha}^{(+)}$  - собственные функции гамильтониана  $QHQ$ , описывающего открытые каналы, и  $E_{\alpha}$  - собственные значения  $QHQ$  в области непрерывного спектра, лежащие выше энергий резонансов формы. Оператор  $P$  есть оператор проектирования на закрытые каналы. Метод прямого расчета резольвенты:

$$R(E) = \{E - P[H_0 + W + WR(E^+ - QHQ)^{-1}QW]P\}^{-1} \quad (4)$$

в конечном базисе связанных и метастабильных состояний гамильтониана, описывающего промежуточное ядро в приближении оболочечной модели, расширенной на область непрерывного спектра и сведенной к обращению комплексной матрицы  $L_{\alpha\alpha'} = (R^{-1})_{\alpha\alpha'}$ , позволяет избежать обычно применяемой в ядерных задачах диагонализации модельного гамильтониана. Для обращения комплексной матрицы была использована теорема Кэли-Гамильтона [2], позволяющая каждую аналитическую функцию невырожденной квадратной матрицы порядка  $N$  представить в виде линейной функции от различных целочисленных степеней матрицы  $L = ReL + iImL$ :

$$L^{-1} = -\frac{1}{c_N} \left[ L^{N-1} + \sum_{k=2}^{N-1} c_{k+1} L^{N-k} + c_{N-1} E \right]. \quad (5)$$

Коэффициенты даются рекуррентной формулой

$$c_e = -\frac{1}{e} \sum_{k=1}^e c_{e-k} T_k L^k; \quad c_1 = -T_1 L. \quad (6)$$

Результаты вычисления волновых функций и ядерных матричных элементов определяются параметрами модельного гамильтониана, которые обычно выбираются эмпирически или интуитивно и могут нерегулярно колебаться от ядра к ядру.

Попробуем с помощью случайного распределения матричных элементов  $i$ -го  $2$ -го порядка по  $W$  в операторе  $R(E)$ , отвечающих благодаря наличию остаточного взаимодействия  $W$  за переходы между квазидискретными состояниями (в закрытых каналах) составного ядра и переходы между квазидискретными и непрерывными состояниями (в открытых каналах), описать резонансную структуру конкретных ядерных реакций. Будем считать, что соответствующие матричные элементы не коррелированы и что вероятность получения значений матричных элементов случайной комплексной матрицы подчиняется нормальному (гауссову) распределению:

$$\Psi(x_i) = \frac{1}{\sigma_i \sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{x_i} \exp\left[-\frac{1}{2} \left(\frac{x_i - \xi_i}{\sigma_i}\right)^2\right] d\xi_i. \quad (7)$$

Здесь  $\chi_1 = \Delta E_{\alpha\beta}$  - энергетический сдвиг между метастабильными состояниями;  $\chi_2 = \Gamma_{\alpha\beta}$  - недиагональные ширины;  $\chi_3 = \Gamma_{\alpha\alpha}$  - диагональные ширины, дающие связь закрытых и открытых каналов. Величины  $\bar{\Sigma}_i$  и  $\sigma_i$  - суть средние значения и дисперсии случайных величин.

В рамках такого подхода была рассчитана функция возбуждения  $\delta(E)$  реакции  $C^{12}(d,p)B^{11}$  с использованием следующих приближений: а) мы пренебрегали зависимостью энергетических сдвигов от энергии налетающей частицы;

б) зависимость диагональных шириин от энергии моделировалась увеличением  $\sum_{\alpha\alpha}$  на  $0,002 \text{ МэВ}$  с каждым шагом по энергии, который при расчете сечений равен  $0,1 \text{ МэВ}$ ;

в) элементы комплексной матрицы генерировались квазислучайным процессом, подчиняющимся закону распределения (7);

г) базис, в котором рассчитывалась резольвента  $R(E)$ , был ограничен набором из 10 состояний, поскольку оказалось, что учет удаленных по энергии метастабильных состояний не приводит к существенному уточнению структуры  $\delta(E)$ ; были выбраны следующие конфигурации (энергии даны в с.ц.м.):

$$1p_{3/2}^{-1} 2s_{1/2}^* 1p_{1/2}^* (11.41 \text{ МэВ}); 1p_{3/2}^{-1} 1p_{1/2} 2s_{1/2}^* (12.16 \text{ МэВ});$$

$$1p_{3/2}^{-1} 1p_{1/2} 1d_{5/2}^* (12.92 \text{ МэВ}); 1p_{3/2}^{-1} 2s_{1/2} 2s_{1/2}^* (14.52 \text{ МэВ});$$

$$1p_{3/2}^{-1} 2s_{1/2} 1d_{5/2}^* (15.28 \text{ МэВ}); 1p_{3/2}^{-1} 1d_{5/2} 2s_{1/2}^* (15.67 \text{ МэВ});$$

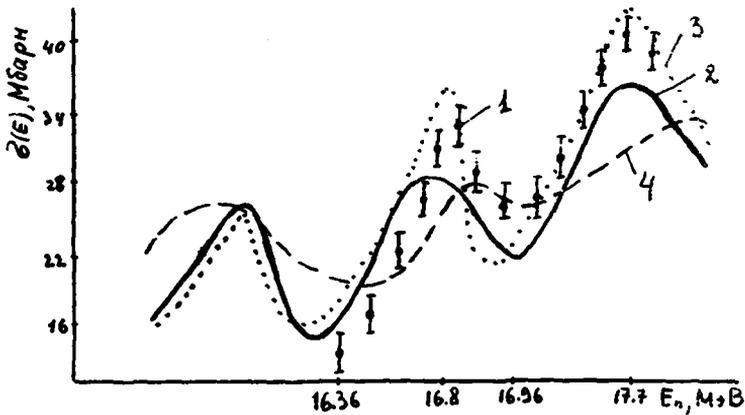
$$1p_{3/2}^{-1} 1d_{5/2} 1d_{5/2}^* (16.43 \text{ МэВ}); 1p_{3/2}^{-1} 1d_{3/2} 1p_{1/2}^* (17.29 \text{ МэВ});$$

$$1p_{3/2}^{-1} 1d_{3/2} 2s_{1/2}^* (20.38 \text{ МэВ}); 1p_{3/2}^{-1} 1d_{3/2} 1d_{5/2}^* (21.14 \text{ МэВ});$$

\* Нейтронные одночастичные состояния.

- д) пренебрегали вкладом промежуточных пятиквазичастичных конфигураций, т.к. нижний порог для них начинается с 30 мэВ, а расчет проводился до 25 мэВ (соответствующий порог для трехквазичастичных конфигураций  $\sim 10$  мэВ);
- е) пренебрегали зависимостью от энергии матричных элементов  $\langle \Psi_{\beta}^{\dagger} | w | \Phi_{\alpha} \rangle$ , их значения выбирались из условий нормировки  $\rho$  полученной функции возбуждения по минимуму экспериментальной кривой;
- ж) вычисленная функция возбуждения дает описание вклада только резонансного механизма, вклад же прямых процессов принимаем плавно зависящим от энергии.

При сравнении рассчитанной кривой с экспериментальной нормировка проводилась следующим образом: нормировочный масштабный множитель вычислялся приравнением расстояния по вертикали между двумя выбранными при одинаковых энергиях максимумами и минимумами соответствующих кривых. Тогда, в соответствии с приближением ж), ордината минимума может описать вклад прямого процесса. Средние значения и дисперсии случайных величин варьировались в небольших пределах, исходя из сделанных нами ранее [1] оценок. Энергии промежуточных  $\delta$ -квазичастичных состояний вычислялись так же, как и в [2] на основе экспериментальных данных об одночастичных уровнях. Качественная оценка вклада в сечение реакции от прямого механизма составила 40%.



Кривая  $\delta(E)$  для реакции  $C^{12}(n,p)B^{12}$ :

1 - экспериментальная функция возбуждения [3]; 2 - вычис-

ние  $\delta(E)$  при  $\Delta E = 0.15 \text{ МэВ}$ ;  $\delta_{\Delta E} = 0.5 \text{ МэВ}$ ;  $\bar{\Gamma}_{ij} = 0.00 \text{ МэВ}$ ;

$\delta_{\Gamma_{ij}} = 0.5 \text{ МэВ}$ ;  $\bar{\Gamma}_{ii} = 0.5 \text{ МэВ}$ ;  $\delta_{\Gamma_{ii}} = 0.2 \text{ МэВ}$ ;

3 - значение  $\delta(E)$  при  $\delta_{\Gamma_{ii}} = 0.2 \text{ МэВ}$ ; 4 - значение  $\delta(E)$  при  $\bar{\Gamma}_{ii} = 0.8 \text{ МэВ}$ ).

Удовлетворительное согласие теоретической и экспериментальной функции возбуждения позволяет надеяться на перспективность применения данного подхода при описании резонансной структуры сечений взаимодействия нейтронов с ядрами и при сочетании его с методом наименьших квадратов получать оптимальный набор ядерных параметров.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ольховский В.С., Тоцкий Ю.В., Чинаров В.А. - ЯФ, 1979, т.30, с.974.
2. Ахиезер Н.И., Глазман И.М. Теория линейных операторов в гильбертовом пространстве, Наука, 1966.
3. Николаев М.В., Ольховский В.С., Тоцкий Ю.В., Чинаров В.А. - УЭЖ, 1975, т.20, с.1882.

Секция П \*

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ

Председатели: О.А. Сальников,  
В.И. Попов

Ученый секретарь В.В. Колотый

МНОЖЕСТВЕННОСТИ  $\gamma$  ИЗ РЕАКЦИИ Fe+n ПРИ ЭНЕРГИИ 14,6 МэВ

Р. Анталк, С. Главач и П. Обловински

( Физический Институт, Словацкая Академия Наук,

899 30 Братислава, Чехословакия )

Измерены множественности  $\gamma$ -лучей в зависимости от энергии рассеянного нейтрона и спектр  $\gamma$  вплоть до энергии 19 МэВ. Данные позволяют сделать некоторые заключения об угловой корреляции  $n-\gamma$ , средних ширинах  $\Gamma_\gamma$  и механизме реакции ( $n, \gamma$ ).

Multiplicities of  $\gamma$  rays following emitted neutrons of various energies as well as  $\gamma$  spectrum in the continuous region up to 19 MeV were measured. Conclusions about  $n-\gamma$  angular correlations, average  $\Gamma_\gamma$  widths and ( $n, \gamma$ ) reaction mechanism can be drawn.

Цель настоящей работы-получить новые данные, касающиеся  $\gamma$  эмиссии из высоковозбужденных состояний ядер  $^{56,57}\text{Fe}$ , полученных в реакциях  $^{56}\text{Fe}(n, x\gamma)$ ,  $x=0,1,2$ , при энергии падающего нейтрона 14.6 МэВ. Эти данные могут предоставить информацию, например, о механизме реакции, средних  $\Gamma_\gamma$ -ширинах и характере  $\gamma$ -лучей. Оказывается, что совсем не использованные возможности дают измерение множественности  $\gamma$ -лучей в зависимости от энергии возбуждения ядра, которая определяется энергией рассеянного нейтрона. И простой  $\gamma$ -спектр в диапазоне энергий 8-16 МэВ, до сих пор исследованный недостаточно, содержит полезную информацию. Таким образом, настоящая работа является дополнением работы [1], касающейся дискретных  $\gamma$ -переходов.

\* Начало. Продолжение см. в ч. 2.

Экспериментальная установка показана на рис. 1. Цилиндрический рассеиватель 400 г натурального Fe (91.7%  $^{56}\text{Fe}$ ) находился вместе с детекторами нейтронов и гамма за массивным коллиматором. Для временной привязки использовались сигналы из детектора сопутствующих  $\alpha$ -частиц. Для спектрометра нейтронов, основанного на СПИНТИЛЛЯТОРЕ NE 213 с временным разрешением 2.3 нс, применялась дискриминация  $\delta$  по форме импульса. База пролета составляла 52 см. Кристалл  $\text{NaJ(Tl)}$   $\Phi 160 \times 100$  тщательно защищен, коллиматор из свинца  $\Phi 110$  эффективно уменьшал вклад эффекта Комптона. Временное разрешение 7.5 нс и длина пробега 30 см позволяли удовлетворительно выделить на  $\delta$ -спектра нейтроны по времени пролета. Полная эффективность  $\Omega_{\delta}$  детектора  $\text{NaJ(Tl)}$  определялась в диапазоне 0.34 - 2.75 МэВ методом совпадений для  $^{152}\text{Eu}$ ,  $^{207}\text{Bi}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{88}\text{Y}$  и  $^{24}\text{Na}$ . В диапазоне 3 - 20 МэВ, где эффективность меняется очень мало, использовались данные из таблиц. Функция отклика для  $E_{\delta} \leq 2.75$  МэВ определялась с помощью радиоактивных источников и для 4.44 МэВ на реакции  $^{12}\text{C}(n, \gamma)$ . Для экстраполяции функции отклика в диапазоне 5 - 20 МэВ ПРИНЯТЫ во внимание коэффициенты поглощения и полная энергия, переданная кристаллу. Полная эффективность и функция отклика использовались в обработке аппаратурного  $\delta$ -спектра.

Средние множественности  $\delta$ -лучей  $\bar{M}$  определялись из соотношений нейтронных спектров совпадений и полного, как

$$\frac{N_c}{N_s} = \Omega_{E_1} + \dots + \Omega_{E_n} = (\bar{M} - 1) \Omega_{E_{\delta}} + \Omega_{847} \quad (1)$$

Выражение (1) отражает присутствие сильного перехода 847 кэВ в канале  $(n, \gamma)$ . Средняя энергия  $\delta$ -лучей  $\bar{E}_{\delta}$  определялась из экспериментального спектра.

Расчеты выполнялись в рамках современной статистической модели с учетом предравновесной эмиссии первого нуклона при помощи модифицированной программы STAPRE. Силовая функция, оп-

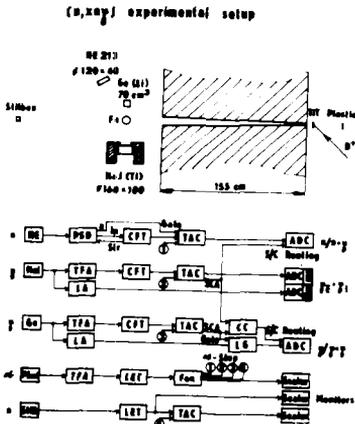


Рис. 1. Экспериментальная установка и упрощенная блок-схема электроники.

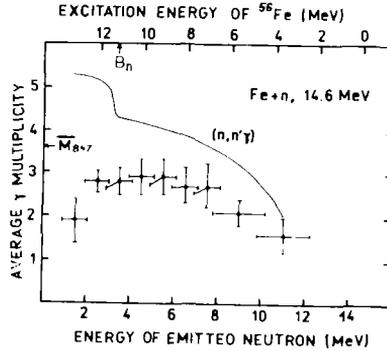


Рис. 2. Множественности  $\gamma$ -лучей в зависимости от энергии рассеянных нейтронов. Сплошная кривая - расчет для реакции  $^{56}\text{Fe}(n, n'\gamma)$ .  $M_{847}$  есть множественность, полученная из  $\gamma$ - $\gamma$  совпадений. [1].

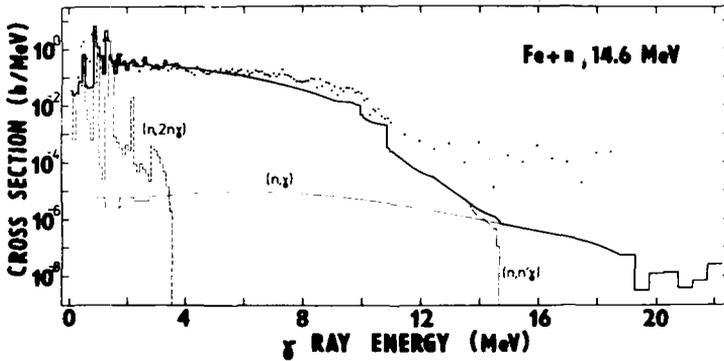


Рис. 3. Спектры  $\gamma$ -лучей. Сплошная линия представляет теоретическую сумму процессов  $^{56}\text{Fe}(n, x n' \gamma)$ ,  $x=0, 1, 2$ .

ределяющая эмиссию статистических  $\gamma$ -лучей, предполагалась в форме гигантского дипольного резонанса. Полная ширина  $\Gamma_\gamma$  нормировалась на 2 эВ при энергии связи нейтрона  $E_n = 11.2$  МэВ в ядре  $^{56}\text{Fe}$ . В области дискретных переходов использовались реалистические схемы распада. Остальные параметры такие же, как и в работе [1].

Множественности  $\gamma$ -лучей показаны на рис. 2. Экспериментальные данные для  $E_n \gtrsim 3.5$  МэВ можно с достоверностью присудить реакции  $(n, n'\gamma)$ , у более низких энергий проявляется вклад канала  $(n, 2n\gamma)$ . Теоретическая кривая, рассчитанная только для  $^{56}\text{Fe}$   $(n, n'\gamma)$ , значительно и систематически превышает экспериментальные данные. Кажется, однако, что эта кривая представляет корректную картину. Получается, например, хорошее согласие с экспериментальной  $\gamma$ -множественностью  $\overline{M}_{847} = 3.6 \pm 0.4$  [1], связанной с преобладающим переходом 847 кэВ. Объяснение нашего эффекта можно искать в угловой корреляции между рассеянным нейтроном и последовательными  $\gamma$ -лучами, которая эффективно снижает количество  $\gamma$ -лучей, эмиттированных в направлении  $\gamma$ -детектора. Но эта корреляция должна быть неожиданно большой (до 30%), чтобы объяснить измеренные данные. Необходимо сказать, что угловое распределение самого перехода 847 кэВ, анизотропное и для  $90^\circ$  представляет снижение сечения на 13% [2]. Если бы эта интерпретация оказалась пригодной, то появилась бы возможность обсудить относительный вклад каналов  $(n, n'\gamma)$  и  $(n, 2n\gamma)$  в множественности  $\gamma$  для энергий рассеянных нейтронов  $E_n \lesssim 3$  МэВ. Это бы в дальнейшем могло позволить сделать заключение о ширине  $\Gamma_\gamma$  над энергией связи нейтрона.

Полный  $\gamma$ -спектр, измеренный в направлении  $90^\circ$ , показан на рис. 3. И здесь видно, что статистическая модель дает

хорошие результаты в диапазоне до 7 МэВ. Для более высоких энергий, соответствующих каналу  $(n, n'_{\xi})$ , предпочтительно объяснение, связанное с низкой теоретической шириной  $\Gamma_{\xi} / \Gamma_{tot}$  над  $V_n$ . Дело в том, что изменение силовой функции не имеет здесь почти никакого эффекта. Для полноты можно сказать, что наши данные в этой области несколько превышают данные Дикенса и др. [3] и Дрейка и др. [4].

Спектр, соответствующий каналу  $(n, \xi)$ , подтверждает ожидание, что статистическая модель не работает в области  $E_{\xi} = 11-15$  МэВ, которая до сих пор изучена мало. Ответ, кажется, можно искать в более быстрых процессах, как, например, в многоступенчатом прямом процессе.

#### Список литературы

- [1] R. Antalík, S. Hlaváč, P. Obložinský, in Neutron Induced Reactions (Proc. 2nd Int. Symp., June 25-29, 1979, Smolenice, ed. I. Ribanský and E. Běťák, VEDA, Bratislava 1980) p. 277.
- [2] О.П.Дегтярев, Д. Е. Козыр, Г.О.Прокопец, Укр. Физ. Жур. 22 (1977) 1463.
- [3] J.K. Dickens, G.L. Morgan, F.G. Perey, Report ORNL-4798, Oak Ridge 1972.
- [4] G.F. Auchampaugh, D.M. Drake, L.R. Veesser, Report INDC USA - 78/L 1977.

RADIOCHEMICAL STUDIES OF FAST NEUTRON INDUCED REACTIONS  
AT KFA JÜLICH

S.M. Qaim, R. Wölfle, G. Stöcklin

(Institut für Chemie 1 (Nuklearchemie),  
Kernforschungsanlage Jülich GmbH,  
D-517 Jülich, Federal Republic of Germany)

The results of radiochemical study of neutron induced threshold reactions are reported. Integral cross-sections were measured by the activation technique. Tritium and  $^3\text{He}$  formation cross-sections were determined at 14.6 Mev neutron energy and on neutron spectrum from d-Be break-up reaction. Some preliminary systematic trends observed in the cross-section data described. Some general results of nuclear data measurement for reactor technology are discussed.

В докладе приводятся результаты радиохимического исследования пороговых реакций, вызываемых нейтронами. Активационным методом определены сечения выхода ядер трития и  $^3\text{He}$  при энергии нейтронов 14,6 МэВ и на спектре нейтронов из реакции d-Be. Приводятся некоторые систематические тенденции, наблюдаемые для данных по сечениям. Обсуждаются основные результаты измерения ядерных данных для реакторной технологии.

Studies of fast neutron induced nuclear reactions are important for enhancing our understanding of the basic nuclear theory as well as for practical applications. At Jülich a programme has been running for several years for investigating reactions induced by 14 MeV neutrons, fission neutrons and d-Be break-up neutrons at the high-energy isochronous cyclotron (JULIC). Construction of a d-d gas target is also underway at the variable energy compact cyclotron (CV 28) for producing quasi-monoenergetic neutrons in the energy range of 4 to 10 MeV. For cross-section measurements we use mainly the activation technique which, in combination with modern radiochemical methods, offers high sensitivity and is specially suited for investigations of low-yield reactions.

Our studies have resulted from two motivations:

- (1) Investigation of the emission of trinucleons  $^3\text{H}$  and  $^3\text{He}$
- (2) Nuclear data for reactor technology

The subject matter has been covered in several review articles from this Institute [1-6]. This report gives a brief resumé of some of the important results obtained in the two fields of study.

### Emission of $^3\text{H}$ and $^3\text{He}$

In the study of these very low-yield nuclear processes extensive use was made of the radiochemical methods [cf. 2,7] and cross sections on the order of a few  $\mu\text{b}$  could be measured. The chemically separated activation products were measured by one or more of the following methods: Ge(Li) detector  $\gamma$ -ray spectroscopy; Si(Li) detector X-ray spectroscopy;  $\gamma\gamma$ -coincidence counting; low-level  $\beta^-$  counting, etc. Furthermore, in the case of (n,t) reactions tritium counting and in (n, $^3\text{He}$ ) reactions mass spectrometry were also applied.

First systematic studies on (n,t) reactions at 14.6 MeV in the medium and heavy mass regions were carried out at Jülich [8,9] and the trend in cross sections is shown in Fig. 1.

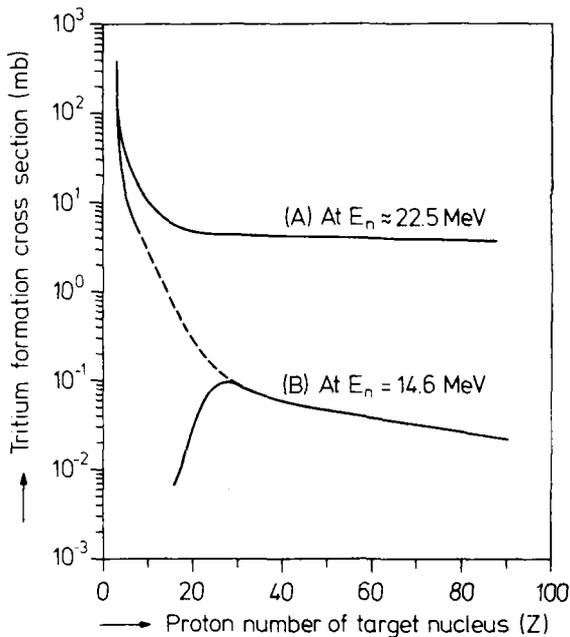


Fig. 1 Trends in tritium formation reaction cross sections. (A) With 53 MeV d-Be break-up neutron spectrum ( $E_n = 11.5\text{--}43.5$  MeV;  $I_{\text{max}}$  at 22.5 MeV; FWHM = 15.8 MeV). (B) At  $E_n = 14.6$  MeV

In general the (n,t) cross section at 14.6 MeV decreases as a function of Z. The dashed part of the curve depicts the region where the trend is rather uncertain. The proposed rising part of the curve in the region of Z = 16 to 25 is possibly due to nuclear structure effects and occurrence of higher contributions from statistical processes than in other Z regions (see below). It was observed [9] that for nuclei with Z > 22 the (n,t) cross section can be described by a phenomenological formula

$$\sigma(n,t) = 4.52(A^{1/3}+1)^2 \cdot \exp[-10(N-Z)/A] \mu\text{b.}$$

Measurements at Debrecen on seven odd mass target nuclei [10,11] gave cross-section values which are by an order of magnitude higher than the trend described above. This suggests the existence of an odd-even effect and calls for the inclusion of an extra term in the above formula in the case of odd mass target nuclei.

We also carried out extensive measurements on (n,t) reactions induced by a 53 MeV d-Be break-up neutron source with  $I_{\text{max}}$  at 22.5 MeV [12,13]. The trend in the cross-section data is also shown in Fig. 1. For medium and heavy mass nuclei the (n,t) cross sections are much higher than at 14.6 MeV. This is due to the large difference in the reaction energies involved. The decrease in the cross section as a function of Z is less significant than at 14.6 MeV, possibly due to higher contributions from direct processes at  $E_n \sim 22.5$  MeV than at 14.6 MeV.

Systematic studies on (n,<sup>3</sup>He) reactions at 14.6 MeV were carried out mainly at Jülich [14,15]. The cross sections are on the order of a few  $\mu\text{b}$ . Similar to the (n,t) reaction, a phenomenological formula was developed to predict unknown (n,<sup>3</sup>He) cross sections.

$$\sigma(n,^3\text{He}) = 0.54(A^{1/3}+1)^2 \cdot \exp[-10(N-Z)/A] \mu\text{b.}$$

The trend in (n,<sup>3</sup>He) cross sections is similar to that for (n,t) cross sections [15]; in absolute terms, however, the (n,<sup>3</sup>He) cross section is by an order of magnitude smaller than the (n,t) cross section.

The  $(n, {}^3\text{He})$  reaction was also investigated with the 53 MeV d-Be break-up neutron spectrum [16]. The results are reproduced in Fig. 2. It is evident that the relative emission

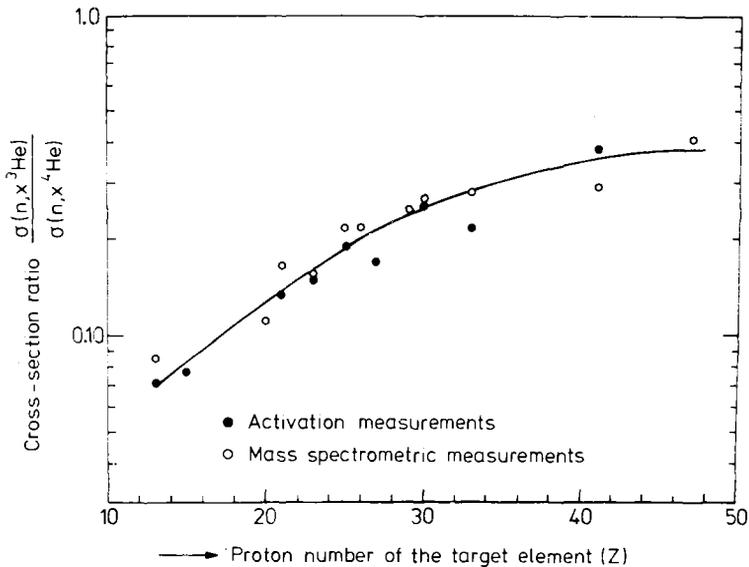


Fig. 2 Fast neutron (produced via break-up of 53 MeV deuterons on Be) induced  ${}^3\text{He}$  to  ${}^4\text{He}$  emission cross-section ratios as a function of Z of the target element

of  ${}^3\text{He}$  to  ${}^4\text{He}$  particles increases with increasing Z of the target nucleus. The agreement between activation and mass spectrometric data suggests that the activation product is formed predominantly via the emission of a bound  ${}^3\text{He}$ -particle.

Our studies have shown that, in general, the emission of both  ${}^3\text{H}$  and  ${}^3\text{He}$  particles remains a rather weak process even at high excitation energies [13,16].

In an attempt to shed some light on the reaction mechanism of triton emission at 14.6 MeV, Sudar and Csikai [11] carried out statistical model analysis using the Hauser-Feshbach method.

They found good agreement between experimental results and theoretical calculations. We recently carried out a detailed Hauser-Feshbach analysis of the cross sections of both  $^3\text{H}$  and  $^3\text{He}$  emission [17]. We found that the (n,t) reaction on target nuclei in the (2s,1d) shell seems to proceed predominantly via statistical processes; for heavier nuclei non-statistical contributions become important. In the case of (n, $^3\text{He}$ ) reactions non-statistical contributions appear to be significant for all the nuclei.

As far as we know, to date in the medium and heavy mass regions no excitation function for (n,t) or (n, $^3\text{He}$ ) reaction has been reported. We recently initiated a study of these reactions in the energy region of 14 to 20 MeV as a Jülich-Geel collaboration and the first results will be reported shortly.

#### Nuclear Data for Reactor Technology

Our interest in nuclear data for reactor technology involves both experimental measurements and analysis of systematic trends in the data. Most of the experimental work deals with structural materials. Although some measurements on (n,2n) processes have been performed [18,19], our major interest lies in the study of (n,charged particle) reactions which give rise to transmutation products as well as hydrogen and helium gases. In order to eliminate the contributions from the interfering reactions, use is invariably made of highly enriched isotopes as target materials, specific radiochemical separations [cf. 2] and high-resolution counting methods. Chemical separations not only allow isolation of the transmutation products from the strong matrix activities but also facilitate preparation of thin sources suitable for soft radiation counting.

TABLE I. Some selected examples of nuclear reactions investigated by radiochemical methods

Nuclear reaction	Product nucleus		Method of chemical separation	Method of counting
	$T_{1/2}$	radiation emitted		
$^{40}\text{Ca}(n,\alpha)^{37}\text{Ar}$	35.1 d	2.6 keV $e^-$	Vacuum extraction	Gas counting
$^{50}\text{Cr}[(n,d)+(n,n'p)]^{49}\text{V}$	330 d	4.5 keV X-ray	Solvent extraction	X-ray spectroscopy
$^{58}\text{Ni}(n,\alpha)^{55}\text{Fe}$	2.7 y	5.9 keV X-ray	Ion-exchange chromatography	X-ray spectroscopy
$^{63}\text{Cu}(n,p)^{63}\text{Ni}$	100 y	70 keV $\beta^-$	Precipitation and ion-exchange	Low-level $\beta^-$ counting
$^{127}\text{I}(n,p)^{127m}\text{Te}$	109 d	57.6 keV $\gamma$ -ray	Solvent extraction and precipitation	$\gamma$ -ray spectroscopy

Some of the nuclear reactions, the cross sections of which could be measured advantageously by the application of the radiochemical technique, are listed in Table I. Because of the low cross sections and long half-lives of the investigated products, gramme quantities of the target materials were irradiated. Due to high self-absorption effects, the soft radiation emitting products are difficult to determine. Use of carrier-free radiochemical separations, however, eliminated this difficulty and made the measurement of cross sections possible.

#### Fission neutron data

Cross-section measurements with fission neutrons have concentrated primarily on some selected nuclear reactions important either for investigating the source of  $^{37}\text{Ar}$  in gaseous effluents [20] or from the viewpoint of radiation damage effects [21]. In some cases our integral measurements served as a useful check on fission neutron spectrum averaged cross-section values obtained from the known excitation functions [21].

#### 14.7 MeV neutron data

Most of our neutron cross-section measurement work related to reactor technology has been carried out at  $14.7 \pm 0.3$  MeV and has dealt with potential first wall materials for fusion technology. The results for some of the target isotopes of Ti, V, Cr, Fe and Ni [22] are shown in Fig. 3. It is evident that the reaction cross sections in this mass region are strongly dependent on  $(N-Z)/A$ . Detailed discussions of the gross systematics of those reactions are given elsewhere [1,4,18,23].

It was shown by us in 1974 for the first time [24] that the contributions of  $(n,n'p)$  and  $(n,n'\alpha)$  reactions at 14 MeV must be given due consideration in calculations on gas formation in structural materials. Detailed studies on the  $[(n,d)+(n,n'p)+(n,pn)]$  reactions carried out since then at Jülich led to the trend shown in Fig. 4. The trend in the  $(n,d)$  cross sections based on the data measured at Livermore [25-27] is also given. It is evident that for nuclei with  $A \approx 30$  the

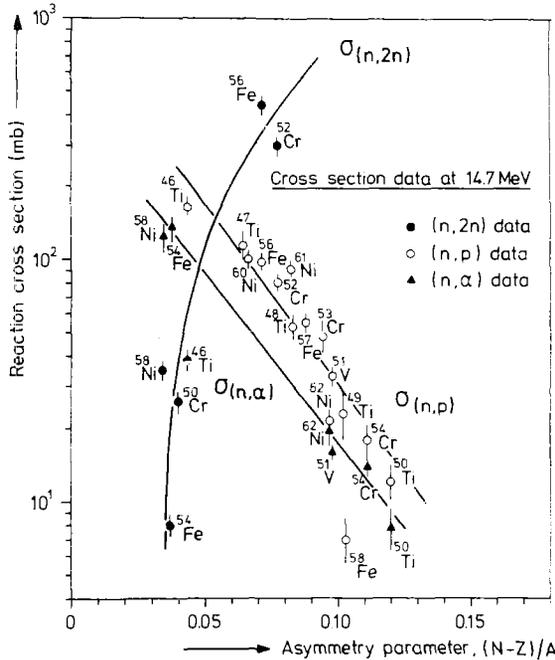


Fig. 3 Systematics of  $(n,2n)$ ,  $(n,p)$  and  $(n,\alpha)$  reaction cross sections at 14.7 MeV in the mass region 46 to 62

$(n,d)$  cross section is small compared with the  $[(n,d)+(n,n'p)+(n,pn)]$  cross section. The sequential emission of a neutron and a proton is seemingly more favoured than the emission of a bound deuteron. In the medium mass region, however, the  $(n,d)$  cross section almost approaches the sum of the  $(n,d)$ ,  $(n,n'p)$  and  $(n,pn)$  cross sections.

### 30 MeV d-Be break-up neutron data

In recent years the proposal of using d-Be and d-Li intense neutron sources for radiation damage studies has been gaining increasing importance. However, the nuclear reaction cross-section data base for interpreting radiation damage

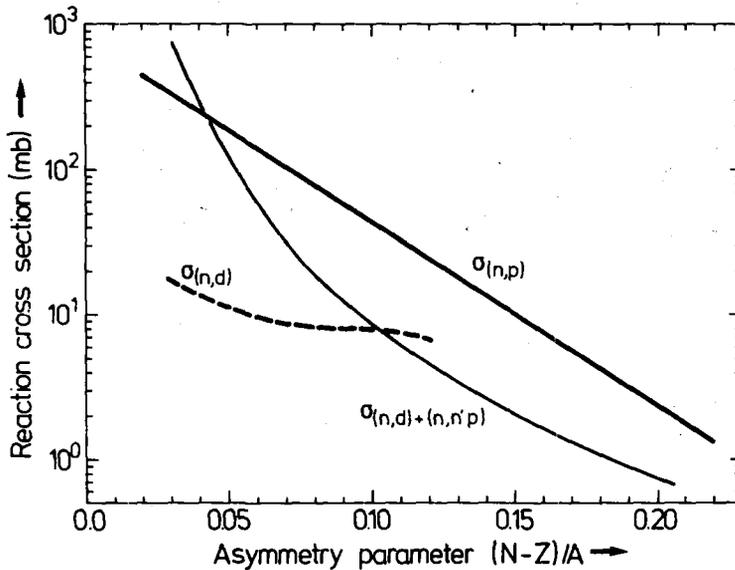


Fig. 4 Systematics of  $(n,d)$  and  $[(n,d)+(n,n'p)+(n,pn)]$  reaction cross sections at 14.7 MeV. The trend in the  $[(n,d)+(n,n'p)+(n,pn)]$  reaction cross sections is based on radiochemical measurements done at Jülich, that in the  $(n,d)$  cross sections on magnetic quadrupole spectrometric measurements carried out at Livermore

effects brought about by such deuteron break-up neutron spectra is rather weak. Since integral cross-section measurements should yield useful information for design calculations on various fusion materials irradiation test facilities, we recently characterized the neutron spectrum emitted in the forward direction from a 30 MeV d-Be source [28] using the multiple foil activation technique. Furthermore, we measured cross sections of some reactions on the isotopes of Ti, V, Cr, Mn, Fe, Co, Ni, Cu, Nb and Mo. The data for some of the relatively strong reaction channels are reproduced in Fig. 5. The

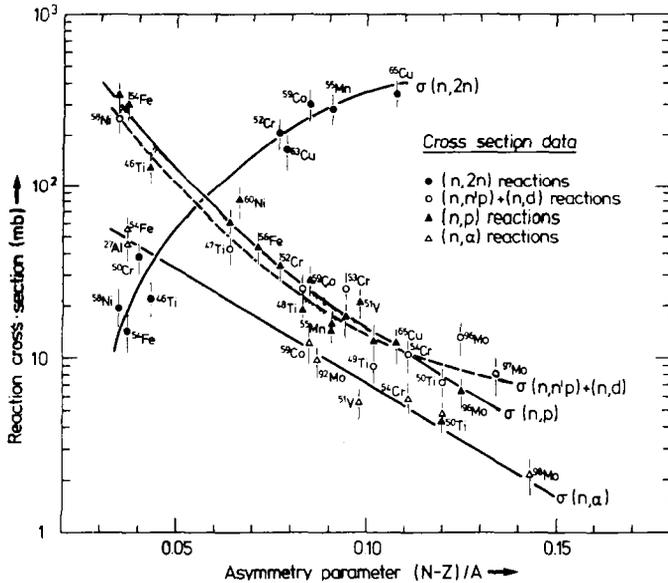


Fig. 5 Systematic trends in cross sections of  $(n,2n)$ ,  $(n,p)$ ,  $[(n,d)+(n,n'p)+(n,pn)]$  and  $(n,\alpha)$  reactions induced by 30 MeV d-Be neutrons on some structural materials

trends are somewhat similar to those at 14 MeV. A comparison of the magnitudes of these data with the respective 14.5 MeV data reveals the following interesting features:

(i) The generally lower  $(n,2n)$  cross sections of potential first wall materials with 30 MeV d-Be break-up neutrons will result in lower neutron multiplication factors as compared to those with 14.5 MeV neutrons. This will, however, be partly compensated by the onset of the  $(n,3n)$  process.

(ii) For hydrogen production both  $(n,p)$  and  $(n,n'p)$  processes will contribute almost equally in the case of 30 MeV d-Be break-up neutrons.

(iii) For helium production, whereas at 14.5 MeV the major source is the  $(n,\alpha)$  reaction, with break-up neutrons

the  $(n,\alpha)$  and  $(n,n'\alpha)$  contributions would be almost comparable.

Besides providing cross-section data for design calculations, integral cross-section measurements with break-up neutron spectra serve as a useful check on the spectrum averaged cross-section values deduced from the known excitation functions. We carried out such tests on a few  $(n,p)$ ,  $(n,\alpha)$  and  $(n,2n)$  reactions [28].

#### Data relevant to tritium breeding

In addition to cross-section measurements on potential FRT first wall materials, we have also been doing some work related to tritium breeding. In this connection cross-section data of all the major tritium producing reactions up to neutron energies of 15 MeV are important. A model Li-blanket was constructed at the Institut für Reaktorentwicklung of KFA Jülich [cf. 29,30]. We irradiated Li-pellets in that model blanket and determined the space dependent production rates of tritium radiochemically [2,29]. Somewhat similar experiments at Karlsruhe [cf. 31] and Livermore [cf. 32] suggested that the evaluated  ${}^7\text{Li}(n,n't){}^4\text{He}$  cross-section values were rather high. A recent cross-section measurement done at Harwell [33] supports this suggestion. With a view to resolving the discrepancy and extending the energy range of the excitation function of the  ${}^7\text{Li}(n,n't){}^4\text{He}$  reaction to 20 MeV, we recently started a measurement programme as a Geel-Jülich collaboration. Similar to our other  $(n,t)$  studies, tritium is separated by vacuum extraction and estimated by gas counting.

#### References

- [1] S.M. Qaim: "A survey of fast neutron induced reaction cross-section data", Proc.Conf.Nuclear Cross Sections and Technology, Washington, D.C., March 1975, NBS-Special Publication 425, p. 664 (1975).
- [2] S.M. Qaim, R. Wölfle, G. Stöcklin: "Radiochemical methods in the determination of nuclear data for fusion reactor technology", J.Radioanalyt.Chem. 30, 35 (1976).

- [ 3 ] S.M. Qaim, R. Wölfle, G. Stöcklin: "Nuclear data for fusion reactors", Proc.Symp.Fast Neutron Interactions and the Problems of High Current Neutron Generators, Debrecen, August 1975, Atomki Közlemények, 18, 335 (1976).
- [ 4 ] S.M. Qaim: "Recent advances in the study of some neutron threshold reactions", Proc.Int.Conf.Neutron Physics and Nuclear Data for Reactors and other Applied Purposes, Harwell, September 1978, NEA Paris, p. 1088 (1979).
- [ 5 ] S.M. Qaim: "Nuclear data needs for radiation damage studies relevant to fusion reactor technology", Proc. Advisory Group Meeting on Nuclear Data for Fusion Reactor Technology, Vienna, December 1978, IAEA-TECDOC-223, p. 75 (1979).
- [ 6 ] S.M. Qaim: "Integral cross-section measurements for investigating the emission of complex particles in 14 MeV neutron induced nuclear reactions", Lectures Notes, Proc. IAEA Winter College on Nuclear Theory for Applications, Trieste, February 1980, in press.
- [ 7 ] S.M. Qaim, R. Wölfle, G. Stöcklin: "Radiochemical investigations of fast neutron induced low-yield nuclear reactions", J.Radioanalyt.Chem. 21, 395 (1974).
- [ 8 ] S.M. Qaim, G. Stöcklin: "A systematic investigation of (n,t) reactions at 14-15 MeV on medium and heavy mass nuclei", J.Inorg.Nucl.Chem. 35, 19 (1973).
- [ 9 ] S.M. Qaim, G. Stöcklin: "Investigation of (n,t) reactions at 14.6 MeV and an analysis of some systematic trends in the cross-section data", Nucl.Phys. A257, 233 (1976).
- [ 10 ] T. Biro, S. Sudar, Z. Miligy, Z. Dezsö, J. Csikai: "Investigations of (n,t) cross sections at 14.7 MeV", J.Inorg.Nucl.Chem. 37, 1583 (1975).
- [ 11 ] S. Sudar, J. Csikai: "Measurement of (n,t) cross sections at 14 MeV and calculation of excitation functions for fast neutron reactions", Nucl.Phys. A319, 157 (1979).
- [ 12 ] S.M. Qaim, R. Wölfle, G. Stöcklin: "Fast neutron induced [(n,t)+(n,n't)] reaction cross sections in the medium and heavy mass regions", J.Inorg.Nucl.Chem. 36, 3639 (1974).
- [ 13 ] S.M. Qaim, R. Wölfle: "Triton emission in the interactions of fast neutrons with nuclei", Nucl.Phys. A295, 150 (1978).

- [ 14] S.M. Qaim: "A study of  $(n, {}^3\text{He})$  reactions at 14.6 MeV on medium and heavy mass nuclei", *J.Inorg.Nucl.Chem.* 36, 239 (1974); Erratum p. 3886.
- [ 15] S.M. Qaim: "A systematic investigation of  $(n, {}^3\text{He})$  reactions at 14.6 MeV and an analysis of the gross trend in the cross-section data", *Radiochimica Acta* 25, 13 (1978).
- [ 16] C.H. Wu, R. Wölfle, S.M. Qaim: "Activation and mass spectrometric study of  ${}^3\text{He}$ -particle emission in the interactions of fast neutrons with medium mass nuclei", *Nucl.Phys.* A329, 63 (1979).
- [ 17] S.M. Qaim, H.V. Klapdor, H. Reiss: "Statistical model analysis of cross sections of  $(n,t)$  and  $(n, {}^3\text{He})$  reactions induced by 14.6 MeV neutrons on target nuclei with  $A = 27$  to 59", *Phys.Rev.C*, in press.
- [ 18] S.M. Qaim: "Activation cross sections, isomeric cross-section ratios and systematics of  $(n,2n)$  reactions at 14-15 MeV", *Nucl.Phys.* A185, 614 (1972).
- [ 19] S.M. Qaim: "Total  $(n,2n)$  cross sections and isomeric cross-section ratios at 14.7 MeV in the region of rare earths", *Nucl.Phys.* A224, 319 (1974).
- [ 20] S.M. Qaim, A. Rusheed, G. Stöcklin, R. Wölfle: " ${}^{37}\text{Ar}$  formation from calcium in fission reactors", *Int.J. appl.Radiat.Isotopes* 28, 585 (1977).
- [ 21] R. Wölfle, S.M. Qaim: "Measurement of fission neutron spectrum averaged cross sections of some  $(n,p)$ ,  $(n,n'p)$  and  $(n,\alpha)$  reactions on nickel and chromium", *Radiochimica Acta* 27, 65 (1980).
- [ 22] S.M. Qaim, N.I. Molla: "Nuclear data measurements for FR-wall and structural materials", *Proc. 9th Symp. Fusion Technology, Garmisch-Partenkirchen, June 1976, EUR 5602, Pergamon Press, p. 589 (1976).*
- [ 23] N.I. Molla, S.M. Qaim: "A systematic study of  $(n,p)$  reactions at 14.7 MeV", *Nucl.Phys.* A283, 269 (1977).
- [ 24] S.M. Qaim, G. Stöcklin: "Measurement and systematics of cross sections for common and low yield 14 MeV neutron induced nuclear reactions on structural FR-material and transmuted species", *Proc. 8th Symp. Fusion Technology, Noordwijkerhout, June 1974, EUR 5182e, p. 939 (1974).*

- [ 25] S.M. Grimes, R.C. Haight, J.D. Anderson, K.R. Alvar, R.R. Borchers: "Development of a spectrometer for the measurement of (n,xp), (n,xd) and (n,x $\alpha$ ) cross sections, angular distributions and spectra at  $E_n = 15$  MeV", Proc.Symp.Neutron Cross Sections from 10 to 40 MeV, BNL, May 1977, BNL-NCS-50681, p. 297 (1977).
- [ 26] S.M. Grimes, R.C. Haight, J.D. Anderson: "Charged-particle producing reactions of 15 MeV neutrons on  $^{51}\text{V}$  and  $^{93}\text{Nb}$ ", Phys.Rev. C17, 508 (1978).
- [ 27] S.M. Grimes, R.C. Haight, K.R. Alvar, H.H. Barschall, R.R. Borchers: "Charged particle emission in reactions of 15 MeV neutrons with isotopes of chromium, iron, nickel and copper", Phys.Rev. C19, 2127 (1979).
- [ 28] S.M. Qaim, S. Khatun, R. Wölfle: "Integral cross-section measurements on (n,x) reactions induced by 30 MeV d-Be break-up neutrons on FRT wall and structural materials", Proc.Symp. Neutron Cross Sections from 10 to 50 MeV, Brookhaven, May 1980, BNL-NCS-51245, in press.
- [ 29] P. Cloth, D. Filges, H. Geiser, R. Herzing, G.L. Stöcklin, R. Wölfle: "Studies on the space dependent tritium production and the fast flux distribution in a lithium blanket experiment". Proc. 8th Symp. Fusion Technology, Noordwijkerhout, June 1974, EUR 5182e, p. 777 (1974).
- [ 30] P. Cloth, D. Filges, K.H. Hammelmann, N. Kirch: "A homogeneous lithium-metal cylinder for CTR-blanket experiments", Nucl.Instr.Methods 124, 305 (1975).
- [ 31] H. Bachmann, U. Fritscher, F.W. Kappler, D. Rasch, H. Werle, H.W. Wiese: "Neutron spectra and tritium production measurements in a lithium sphere to check fusion reactor blanket calculations", Nucl.Sci.Eng. 67, 74 (1978).
- [ 32] A. Hemmendinger, C.E. Ragan, E.R. Shunk, A.N. Ellis, J.M. Anaya, J.M. Wallace: "Tritium production in a sphere of  $^6\text{LiD}$  irradiated by 14 MeV neutrons", Report-LA 7310 (1978).
- [ 33] M.T. Swinhoe, C.A. Uttley: "Measurement of MeV neutron cross sections by activation", NEANDC(E) 202 U Vol. 8, INDC(UK) 31/LN, p. 54 (1979), and private communication.

EXCITATION OF THE  $3^+$  NON-NORMAL PARITY STATE IN  $^{28}\text{Si}$  BY  
NEUTRON INELASTIC SCATTERING AT INCIDENT ENERGIES BETWEEN

8 AND 14 MEV

D. Schmidt, D. Seeliger and T. Streil  
(Technical University Dresden, Sect. of Physics, Dresden, GDR)

Angular distributions to the 6.276 MeV-state ( $3^+$ ) in the  $^{28}\text{Si}(n,n')$  reaction are measured at 8, 9, 10, 12 and 14 MeV bombarding energy and analyzed. A quite good description is obtained for a positive deformation to describe the excitation of this state. The one-step process contributes mainly to the cross section.

Измерены угловые распределения нейтронов из реакции  $^{28}\text{Si}(n, n')$ , неупруго рассеянных на уровне 6.276 МэВ ( $3^+$ ) при энергии падающих частиц 8, 9, 10, 12, 14 МэВ. Для удовлетворительного описания возбуждения этого состояния предположена положительная деформация. Однокаскадный процесс дает основной вклад в сечение.

The direct excitation is known to give an essential contribution to the reaction mechanism in neutron scattering on low-lying states in the target nucleus. Especially for light nuclei the convenient model is the incoherent superposition of contributions calculated in the Hauser-Feshbach formalism and the collective model, respectively.

Recently the  $^{28}\text{Si}(n,n')$  reaction was analyzed up to the  $0^+$ -state (4.979 MeV) at 10 MeV bombarding energy /1/. The results show a good description of the experimental data by convenient choice of deformation and coupling parameters. Therefore it was of interest to continue the analysis of this reaction.

The topic of the present paper is restricted to the measurement and theoretical interpretation of excitation of the  $3^+$  non-normal parity state in  $^{28}\text{Si}$  in the energy range from 8 to 14 MeV. Different excitation modes are compared.

#### Experimental Procedure

The differential cross sections were measured with the tandem facility in the ZfK Rossendorf. A deuterium gas target using the  $\text{D}(d,n)$  reaction /2/ was employed. The measurements

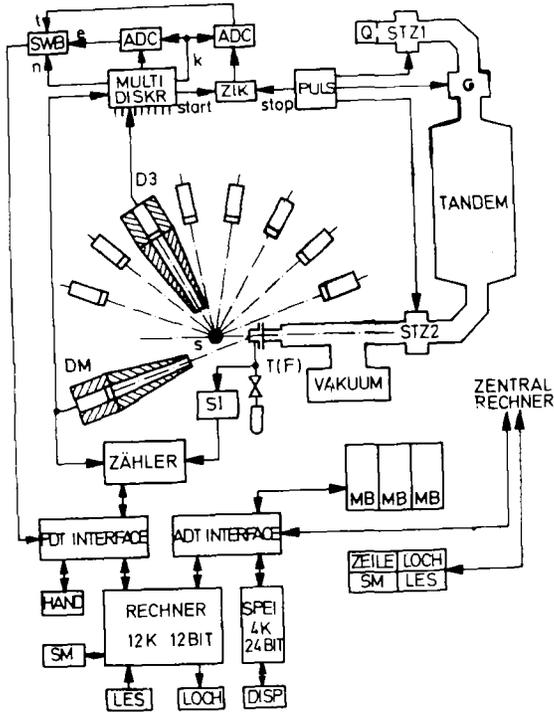


Fig.1 The computer-controlled multi-angle TOF-detector system. (The symbols are explained in ref./3/.)

were carried out with a computer-coupled multi-angle TOF-detector system consisting of eight detectors. Fig.1 shows the complete system, a more detailed description is given in ref./3/.

As monitor a ninth TOF-detector was included into the detector system. Because the efficiency ratio of monitoring and measuring detector can be measured with sufficient accuracy

(error less than 2%), for determination of the absolute cross sections the relative efficiency function is necessary only. At bombarding energies above 9 MeV the deuteron break-up will be remarkable and its neutron continuum is scattered also. Therefore the background increases for the neutron groups corresponding to higher excited levels.

The absolute cross sections are shown in figs.2 and 3. The 14.8 MeV data were measured at a 150 KeV DT-neutron generator /4/.

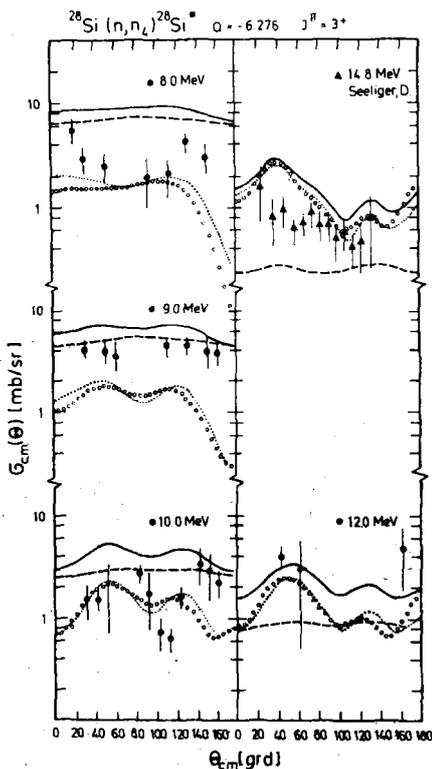


Fig.2 Angular distributions of the 28-Si(n,n<sub>4</sub>)-group. The

experimental cross sections (  $\downarrow$  ,  $\uparrow$  ) are shown with their absolute errors. ( - - - Hauser-Feshbach contribution, parameter set HF 1; o o o collective model in the coupled channels representation, parameter set CC 1; ..... as curve o o o, but  $V_{sc} = 0.0$ ; ————— sum of curves - - - and .....; for parameters see table 1)

#### Analysis of the Experimental Data

The aim of the theoretical interpretation is to show, that the incoherent superposition of compound and direct reaction contributions including multi-step processes describes sufficiently well the experimental results in the energy range called above.

For calculation of the compound reaction contribution in the Hauser-Feshbach model the code ELIESE /5/ was used including p- and alpha-channels. This code takes into account discrete levels only. For higher energies the ELIESE results were normalized with results from statistical model code STAPRE /6/. The code STAPRE gives angle-integrated cross sections only, it takes into account level densities based on the backshifted Fermi-gas model for the unknown higher excited levels. Furthermore, up to 10 MeV Moldauer's widths fluctuation correction is taken into consideration.

Two parameter sets were tested, firstly the spherical optical model parameters of Obst et al. /7/. As seen in fig.2 this potential gives too high HF-contributions. Secondly, the potential used in the framework of the coupled channels calculations with reduced imaginary part is chosen also for the HF-calculations. The coupled channels method includes explicitly the inelastic channels, therefore the imaginary part of the optical potential must be reduced. This energy-dependent potential was extracted from fitting the shape-elastic and the direct contribution of the first  $2^+$  state to the experimental data, respectively. As seen in fig.3 this reduction of the imaginary part gives a sufficiently good description.

The direct reaction contributions were calculated with the coupled channels method using the code CHUCK /8/. As proposed in ref./9/ the excitation of the

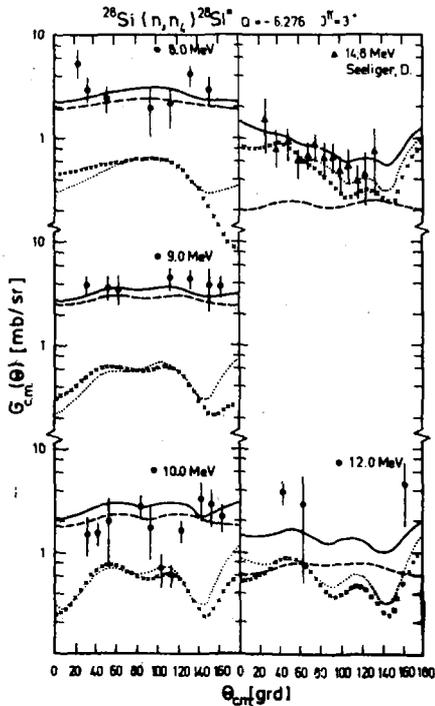


Fig.3 Angular distributions of the  $^{28}\text{Si}(n, n_4)$ -group.

The experimental cross sections ( $\blacklozenge$ ,  $\blacklozenge$ ) are shown with their absolute errors. (--- Hauser-Feshbach contribution, parameter set HF 2; ..... collective model in the coupled channels representation, parameter set CC 2; xxxxx one-step process only, parameter set CC 2; ——— sum of curves --- and ..... ; for parameters see table 1)

$3^+$  state should be described by spin-flip process from the ground state rotational band, which has a negative (oblate)



## References

- /1/ W.Pilz, D.Schmidt, D.Seeliger, T.Streil, Proc. of Conf. on Neutron Induced Reactions, Smolenice (1979) 127
- /2/ S.Mittag, W.Pilz, D.Schmidt, D.Seeliger, T.Streil Kernenergie 22 (1979) 237
- /3/ P.Eckstein, H.Helfer, D.Kätzner, J.Kayser, R.Krause, D.Lehmann, W.Meiling, W.Pilz, J.Rumpf, D.Schmidt, D.Seeliger, T.Streil, Nucl.Instr. & Meth. 169 (1980) 533
- /4/ Hoehn H., e.a. Nucl. Phys.,(1969).
- /5/ G.Kiesig, thesis, Technische Universität Dresden (1974)
- /6/ M.Uhl, B.Strohmaier, report IRK 76/01, Vienna (1976)
- /7/ A.W.Obst, J.L.Weil, Phys. Rev. C 7 (1973) 1076
- /8/ P.D.Kunz, University of Colorado, code CHUCK, unpubl.
- /9/ H.-W.Barz, report ZfK-185, Rossendorf (1969)

**EXPERIMENTAL COMPARISON OF CROSS SECTIONS  
OF THE  $^{27}\text{Al}/n,\alpha/$ ,  $^{56}\text{Fe}/n,p/$ ,  $^{238}\text{U}/n,2n/$   
AND  $^{238}\text{U}/n, f/$  REACTIONS FOR NEUTRONS OF 6,5-10,5 MEV**

P. Raics, S. Daróczy, S. Nagy /IEP Kossuth University, Debrecen, Hungary/,  
N. V. Kornilov, B. V. Zhuravlev, O. A. Salnikov /FEI, Obninsk, USSR/

Cross sections of the  $^{27}\text{Al}/n,\alpha/$ ,  $^{56}\text{Fe}/n,p/$  and  $^{238}\text{U}/n,2n/$  reactions were measured relative to the  $^{238}\text{U}/n,f/$  reaction in the 6.5 - 10.5 MeV region. The activation technique was applied together with a fission chamber. The results were compared to different data sets from the literature.

Измерены сечения реакций  $^{27}\text{Al}/n,\alpha/$ ,  $^{56}\text{Fe}/n,p/$  и  $^{238}\text{U}/n,2n/$  относительно к сечениям реакции  $^{238}\text{U}/n,f/$  активационным методом и при помощи камеры деления в интервале энергий 6,5 - 10,5 МэВ. Результаты измерений сравнены результатами различных компиляций.

The activation method is widely used to measure neutron flux density as a function of energy in different fast neutron fields as well as to determine reaction cross sections. This method requires "standard" excitation functions of neutron induced reactions of different thresholds. It would be necessary to have consistent data set for such reactions. Unfortunately, the situation is not satisfactory even in the case of such widely used reactions as  $^{27}\text{Al}/n,\alpha/$ ,  $^{56}\text{Fe}/n,p/$  and  $^{238}\text{U}/n,f/$  for neutron energies other than 14 MeV.

Cross sections of the  $^{238}\text{U}/n,2n/$  reaction have been measured for neutrons of energy 6.5 - 10.5 MeV using the activation technique /Ko80/. The neutron flux density was determined by the  $^{27}\text{Al}/n,\alpha/^{24}\text{Na}$  and  $^{56}\text{Fe}/n,p/^{56}\text{Mn}$  reactions with foil activation as well as by the  $^{238}\text{U}/n,f/$  reaction with fission chamber. This experiment makes it possible to compare the excitation function of these reactions to analyze the consistency of different compilations.

---

Work supported by the Hungarian Ministry of Education and the Academy of Sciences.

## Experimental

Foil samples of Al and Fe with diameter of 19 mm and thicknesses of 26-48 and 95 mg/cm<sup>2</sup>, respectively, were used. Composition of the foils was checked by activation and X-ray fluorescence analysis. Samples of uranium oxide of 1.9-2.8 g in the form of 18.5 mm diameter by 1.0-1.7 mm thick disks were prepared by thermal presson. The chemical composition was determined to be 90.0 ± 0.6 %, isotopic content of U-238 was higher than 99.99%.

Neutrons with energies in the range of 6.54 - 10.50 MeV were produced via the D/d,n/<sup>3</sup>He reaction on the EGP-10M tandem in FEI using a 40 mm long gas target. The cell was filled with deuterium up to 106.6 kPa except for irradiations at 6.54 and 6.78 MeV neutron energies where the pressure was 66.6 kPa. For input window a 14.3 ± 0.3 mg/cm<sup>2</sup> thick Mo-foil was used causing a 32 keV /one sigma, at E<sub>d</sub>=6 MeV/ straggling, determined experimentally. The end-wall of the cell had a 0.2 mm thick Pt cover to reduce the background from /d,n/ neutrons. Energy distribution of the neutrons impinging the samples, its average value and dispersion were calculated from the reaction kinematics taking into account the deuteron stopping and irradiation geometry on the basis of data from /Li73/ and /W166/. The average energies and their estimated total uncertainties in 1σ sense are listed in Table I. The precision of the calibration of the generator high voltage was ± 7 keV.

Sandwiches from the uranium disc, Al and Fe foils were placed to a fission chamber situated on the beam line 40 mm from the end of the gas target.

The activity of <sup>24</sup>Na was determined by β-γ coincidence method and Ge/Li/ γ-spectrometry while that of <sup>56</sup>Mn and <sup>237</sup>U was measured by Ge/Li/. The absolute photo peak efficiency of the γ-detector was determined by point-like standards as well as calibrated Ra-226, Nd-149 and Ta-182 sources with diameter of 19 mm. Accuracy of the efficiency in the 200 - 1500 keV range is estimated to be ± 2%. Spectrum measurements were carried out at a distance of 15 mm from the detector window. The following γ-branchings and half-lives have been used:

Na-24:	E <sub>γ</sub> =1368.53 keV,	I <sub>γ</sub> =100.0 %	/Le78/,	T <sub>1/2</sub> =15.0 h;
Mn-56:	846.76	98.9	/Gu75/,	2.5785 h;
U-237:	208.0	21.8	/Gu75/,	6.75 d.

Selfabsorption of the gamma-rays was calculated with data of /St70/ and was controlled experimentally for the thick uranium samples. Pile-up and dead-time corrections were measured by a pulse generator. Corrections for coincidences of cascade  $\gamma$ -rays were calculated from the measured total detection efficiency and recommended decay schemes in the Nuclear Data Sheets. Several  $\gamma$ -spectra were taken for each sample after the irradiation to evaluate decay curves.

Background effects of  $/d,n/$  neutrons from the target materials were investigated in a particular irradiation with empty gas target at  $E_d=8.10$  MeV /which would correspond to a neutron energy of 10.5 MeV with deuterium gas in the cell/. Its results together with the counting rate of a stilbene neutron spectrometer of 6 MeV threshold and a current integrator were then used to estimate the background for other neutron energies. The corrections for this background are listed in Table I.

Fission events from the  $^{238}\text{U}/n,f/$  reaction were taken by a flow-type proportional counter fed by Ar-gas. It contained a  $0.28 \text{ mg/cm}^2$  thick U-238 layer of 19 mm in diameter, weight of which was determined with a precision of about  $\pm 2\%$ . The following corrections were applied to get the real number of fission events: losses in pulses due to the discrimination threshold, selfabsorption in the layer and laboratory angular distribution of fragments. Total of these corrections amounts to  $2.5 \pm 1.0\%$ . Effect of  $D/d,np/D$  neutrons on the fission counts was estimated according to data of /Sm74/. /For the  $^{27}\text{Al}/n,\alpha/$ ,  $^{56}\text{Fe}/n,p/$  and  $^{238}\text{U}/n,2n/$  reactions there is no background from this effect because of their high thresholds./ Corrections for the  $/d,n/$  neutrons from the structural materials of the target were determined experimentally with empty target cell before and after each irradiations. All these values are displayed in Table I.

Decrease in the neutron flux density along the sandwich thickness was measured to be  $3\%$ /mm. Correction due to the flux variation in time reached  $12\%$  for  $^{56}\text{Mn}$ .

Reliability of our experiment was checked by repeating the irradiations at 7.50 and 8.99 MeV neutron energies. Since the uranium samples were investigated also for fission yields

$\langle E_n \rangle$ , MeV	Correction for background neutrons, %						Reaction rates, $\Phi \sigma$ , $10^{-19}$ s $^{-1}$			
	stilben	n,2n	n, $\alpha$	n,p	n,f	n,f	n,2n	n, $\alpha$	n,p	n,f
6.54 $\begin{smallmatrix} +0.09 \\ -0.07 \end{smallmatrix}$	0.70	0.11	0.46	0.23	0.98	0	1.575 $\pm 0.065$	0.1515 $\pm 0.0038$	-	17.40 $\pm 0.40$
6.78 $\begin{smallmatrix} +0.08 \\ -0.06 \end{smallmatrix}$	0.70	0.11	0.46	0.23	2.34	0	4.419 $\pm 0.152$	0.1928 $\pm 0.0044$	0.4472 $\pm 0.0148$	15.58 $\pm 0.36$
7.00 $\begin{smallmatrix} +0.10 \\ -0.07 \end{smallmatrix}$	0.53	0.09	0.35	0.18	2.30	0	14.01 $\pm 0.45$	-	1.008 $\pm 0.025$	31.22 $\pm 0.78$
7.50 $\begin{smallmatrix} +0.10 \\ -0.07 \end{smallmatrix}$	0.60	0.10	0.39	0.20	1.81	0	28.88 $\pm 0.82$	0.9107 $\pm 0.0292$	1.264 $\pm 0.034$	33.96 $\pm 0.88$
					2.03	32.62 $\pm 0.93$	1.054 $\pm 0.026$	1.406 $\pm 0.035$	37.89 $\pm 0.87$	
7.99 $\begin{smallmatrix} +0.10 \\ -0.08 \end{smallmatrix}$	0.95	0.16	0.62	0.32	2.78	0	39.63 $\pm 1.15$	1.500 $\pm 0.042$	1.628 $\pm 0.041$	35.77 $\pm 0.97$
8.50 $\begin{smallmatrix} +0.10 \\ -0.08 \end{smallmatrix}$	1.45	0.25	0.94	0.50	4.02	1.2	49.00 $\pm 1.37$	2.184 $\pm 0.070$	2.070 $\pm 0.052$	39.27 $\pm 1.02$
8.99 $\begin{smallmatrix} +0.10 \\ -0.08 \end{smallmatrix}$	2.1	0.35	1.37	0.70	5.96	5.2	56.50 $\pm 1.58$	2.913 $\pm 0.073$	2.534 $\pm 0.081$	40.66 $\pm 1.22$
					6.05	60.88 $\pm 1.70$	3.070 $\pm 0.068$	2.762 $\pm 0.069$	44.48 $\pm 1.33$	
9.49 $\begin{smallmatrix} +0.08 \\ -0.08 \end{smallmatrix}$	3.2	0.55	2.08	1.07	7.30	10.3	37.21 $\pm 1.04$	2.238 $\pm 0.045$	-	25.81 $\pm 0.98$
10.00 $\pm 0.08$	4.7	0.80	3.06	1.57	9.47	13.3	57.61 $\pm 1.61$	3.720 $\pm 0.080$	2.948 $\pm 0.074$	39.85 $\pm 2.02$
10.50 $\pm 0.08$	6.0	1.0	3.94	2.00	10.3	17.6	64.15 $\pm 1.80$	4.137 $\pm 0.087$	3.528 $\pm 0.088$	45.23 $\pm 2.89$
	$\pm 0.4$	$\pm 0.4$	$\pm 0.35$	$\pm 0.16$	$\pm 1.0$	$\pm 4.0$				
	/d,n/ reactions					D/d,np/				

Results for corrections and measured reaction rates

Table I

of short lived products by the direct Ge/Li/  $\gamma$ -spectrometric method, there were no measurements for the  $^{27}\text{Al}/n,\alpha/$  and  $^{56}\text{Fe}/n,p/$  reactions in a few cases.

### Results

Measured reaction rate values,  $\Phi G$ , are summarised in Table I. The quoted 1 $\sigma$  errors account for counting statistics, uncertainties of the applied corrections and decay data, precision of the efficiency of the Ge/Li/-detector.

It seemed worth while to normalise our experimental values as well as literature cross section data to that of  $^{238}\text{U}/n,f/$ . For cases where repeated measurements exist, the average of these ratios was accepted.

The following compilations were analysed: for the  $^{27}\text{Al}/n,\alpha/$  reaction: /Ka68/, /La75/ and ENDF/B-IV /version V recommends the same excitation curve/; for the  $^{56}\text{Fe}/n,p/$  reaction: /Ka68/, /La75/, ENDF/B-IV /in which version III was accepted/, ENDF/B-V and BOSPOR-78 /Zo79/; for the  $^{238}\text{U}/n,f/$  process: /So74/, /Ni73/, /La75/, ENDF/B-IV and ENDF-V. A chi-square analysis was then carried out comparing the normalized

$$\chi^2 = \frac{\sum_{i=1}^N \left( \frac{R_i^{\text{exp}} - R_i^{\text{lit}}}{\Delta R_i^{\text{exp}}} \right)^2}{N - 1}$$

values to those of the chi-square distribution of a given number of freedom,  $N-1$ . Here  $R_i^{\text{exp}}$  and  $\Delta R_i^{\text{exp}}$  denote the experimental reaction rate relative to the  $/n,f/$  process and its error, respectively, while  $R_i^{\text{lit}}$  is the appropriate cross section ratio from the literature and  $N$  is the number of the measurements. The results are summarised in Table II.

Our  $/n,2n/$  to  $/n,f/$  ratios on U-238 were compared to that of measured by Fréhaut and Mosinski /Fr74/. The agreement is excellent: the average difference is about 0.5, which is much less than the error limits. Since the existing recommendations for the excitation function of the  $^{238}\text{U}/n,2n/$  reaction in

Table II  
Normalized chi-square values for  
different data sets

$^{27}\text{Al}/n,\alpha/$

	$^{238}\text{U}/n,f/$ for normalization with				
	$/\text{La75}/$	$/\text{So74}/$	$/\text{Ni73}/$	ENDF/B IV	ENDF/B V
$/\text{La75}/$	1.20	2.72	1.44	1.76	1.51
$/\text{Ka68}/$	4.19	5.13	1.41	1.04	1.44
ENDF/B-IV,V	3.16	3.95	1.15	0.786	0.770

$^{56}\text{Fe}/n,p/$

	$^{238}\text{U}/n,f/$ for normalization with				
	$/\text{La75}/$	$/\text{So74}/$	$/\text{Ni73}/$	ENDF/B IV	ENDF/B V
$/\text{La75}/$	8.10	10.50	4.96	3.63	3.67
$/\text{Ka68}/$	3.93	4.53	1.60	0.917	0.940
ENDF/B-IV	3.74	2.41	1.78	1.33	1.40
ENDF/B-V	4.39	1.78	2.93	2.83	2.89
BOSPOR-78	4.69	5.07	1.88	1.09	1.20

this energy range are not so reliable as the other for reactions in Table I, no such detailed analysis was carried out in this case.

### Discussion

The following considerations are valid for the  $^{27}\text{Al}/n,\alpha/$ ,  $^{56}\text{Fe}/n,p/$  and  $^{238}\text{U}/n,f/$  reactions in the 6.5 - 10.5 MeV energy range.

According to the statistical theory the following limits of normalized chi-squares,  $\tilde{\chi}^2$ , refer to the confidence levels of 40%, 10% and 2.5%:  $\tilde{\chi}^2_{40} = 1.375$  and 1.40 /number of freedom 8 and 7, respectively/,  $\tilde{\chi}^2_{10} = 1.67$  and 1.72 and  $\tilde{\chi}^2_{2.5} = 2.29$  and 2.19. The compilations analysed on the basis of our experiments would then fall into categories displayed in Table III.

Table III  
Categories of data sets

confidence reaction	40%	10%	2.5%
$^{238}\text{U}/n,f/$	ENDF/B-IV ENDF/B-V	/Ni73/	/So74/ /La75/
$^{27}\text{Al}/n,\alpha/$	ENDF/B-IV /Ka68/	/La75/	
$^{56}\text{Fe}/n,p/$	/Ka68/ BOSPOR-78 ENDF/B-IV		/La75/ ENDF/B-V

This picture suggests with an acceptance of  $\geq 97.5\%$  not to use data of /So74/ and /La75/ for  $^{238}\text{U}/n,f/$  as well as of /La75/ and ENDF/B-V for  $^{56}\text{Fe}/n,p/$  between 6.5 and 10.5 MeV. Compilation of /Ni73/ for /n,f/ and data from /La75/ for /n, $\alpha$ / can already be used. It seems ENDF/B-IV to be the most acceptable and consistent data set for these three reactions. It is interesting to note that the old compilations of Kanda and Nakasima /Ka68/ are the best for the /n, $\alpha$ / and /n,p/ reactions. Recommended values for /n,p/ in BOSPOR-78

seem also acceptable.

New experiment on the excitation function of the  $^{56}\text{Fe}/n,p/$  reaction was performed by Smith and Meadows  $/\text{Sm75}/$  relative to the  $^{238}\text{U}/n,f/$  cross sections. Their ratios are systematically lower than ours /or any of the literature data/ by about 10% in average. This discrepancy is beyond the error limits and also can not be explained by nuclear data used for calculations. Data of  $/\text{Sm75}/$  were included in the ENDF/B-V and perhaps, this is the reason why the ENDF/B-IV gives much better results.

#### Acknowledgements

Our thanks are expressed to prof. J.Csikai /IEP, Debrecen/ for his continuous interest and help during this work. The authors would like to thank V.A.Tolstikov for supplying the Ge/Li/-detector, A.M.Gontchar for help in operating the electronic systems, FIC-group and the accelerator laboratory of FEI /Obninsk/ for their help in this work. Thanks are also due to K.Sailer for his cooperation in the experiments and to L.Vas for the fission chamber electronics. The authors are indebted to the Hungarian Ministry of Education and Academy of Sciences for the interest and financial support to this work.

#### References

- ENDF/B-IV: for  $^{27}\text{Al}/n,\alpha/$ : P.G.Young, D.G.Forster, Mat.6193, p.24; for  $^{56}\text{Fe}/n,p/$ : N .D.Dudey, R.Kennerley, Mat. 6410, p.80; for  $^{238}\text{U}/n,f/$ :N.C.Paik, Mat.6262, p.229 in ENDF/B-IV Dosimetry File, ed. B.A.Magurno, BNL, April 1975, BNL-NCS-50446 /ENDF-216/, INDC/US/-70/L.
- ENDF/B-V: for  $^{27}\text{Al}/n,\alpha/$ : P.G.Young, D.G.Forster, Jr., Mat. 6313; for  $^{56}\text{Fe}/n,p/$ : C.Y.Fu, Mat.6431; for  $^{238}\text{U}/n,f/$ : Mat.6398. /from magnetic tape of IAEA/
- Fr74 J.Fréhaut, G.Mosinski, CEA-R-4627 /1974/, CEN-Saclay, Gif-sur-Yvette, France; Nuclear Cross Sections and Technology, vol.II. 855. /NBS Spec.Publ. 425, Proc.Conf. 3-7 March 1975 Washington/
- Gu75 R.Gunnink, Gamma-Library File output, Oct.1.1975, Lawrence Livermore Lab., Univ.California /private communication/
- Ka68 V.Kanda, R.Nakasima, Neutron Cross Sections and Technology, vol.I. 193 /NBS Spec.Publ. 299, Proc.Conf. 4-7 March 1968, Washington/

- Ko80 N.V.Kornilov, B.V.Zhuravlev, O.A.Salnikov /FEI, Obninsk/  
P.Raics, S.Nagy, S.Daróczy, K.Sailer, J.Csikai /IEP,  
Debrecen/, to be published in Atomnaya Energiya 1980;  
presented also on the IX. Symp. on Interaction of Fast  
Neutrons with Nuclei, 26-30 Nov. 1979, Gaussig, GDR,  
p.126 in ZfK-410.
- La75 A.A.Lapenas, Izmerenie spektrov neutronov aktivatsionnym  
metodom /Izd. Zinatne, Riga, 1975/
- Le78 Table of Isotopes, ed. C.M.Lederer, V.S.Shirley, 7th ed.  
J.Wiley, New York, 1978.
- Li73 H.Liskien, A.Paulsen, Nucl.Data Tables A11 569 /1973/
- Ni73 M.N.Nikolaev, Nuclear Constants B /1/ 9, INDC/CCP/-38/U
- Sm74 D.L.Smith, J.W.Meadows, Rep.ANL/NDM-9, Aug 1974, Argonne  
Nat.Lab., Argonne, Illinois, USA
- Sm75 D.L.Smith, J.W.Meadows, Rep.ANL/NDM-10, Jan 1975,  
Argonne Nat.Lab., Argonne, Illinois, USA
- So74 M.G.Sowerby, B.H.Patrick, D.S.Mather, Ann.Nucl.Sci.Eng.  
1 409 /1974/
- St70 E.Storm, H.J.Israel, Nucl.Data Tables A7 565 /1970/
- Wi66 C.F.Williamson, J.B.Boujot, J.Picard, Rep.CEA-R-3042  
/1966/, CEN-Saclay, Gif-sur-Yvette, France
- Zo79 K.I.Zolotarev, V.M.Bychkov, A.B.Pashchenko, V.I.Plyaskin,  
V.N.Manokhin, L.A.Tchernov, Voprosy At. Nauki i Tekh., ser.  
Yadernye Konstanty 1 /32/ 105 /1979/

CROSS SECTION MEASUREMENT FOR (n, $\alpha$ ) REACTION

IN THE MEDIUM MASS REGION AT  $E_n = 14.6$  MeV

U.GARUSKA, J.DRESLER, H.MAŁECKI, M.HERMAN and A.MARCINKOWSKI

(Institute of Physics, University of Łódź, Łódź)

(Institute of Nuclear Research, Warszawa)

The cross sections for the (n, $\alpha$ ) reaction on the medium mass region target nuclei were measured by the activation method in the neutron energy 14-MeV region. The experimental excitation curves are interpreted in terms of the compound nucleus, the preequilibrium emission and the direct reaction models.

Сечение (n,d)-реакции измерено в области средних массовых чисел активационным методом при энергии нейтронов 14 МэВ. Функции возбуждения интерпретируются в терминах составного ядра, предравновесной эмиссии и модели прямых реакций.

We report in this paper the results of measurements of cross section of the (n, $\alpha$ ) reaction on the medium mass region target nuclei at  $E_n = 14.6$  MeV as well as the measurements of excitation curves in the neutron energy range from 13 to 18 MeV.

Natural high-purity samples were activated in the neutron beam obtained from the  ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$  reaction. Tritium absorbed in a Ti foil was bombarded with deuterons accelerated in a 3 MeV Van de Graaff accelerator /measurements of excitation curves/, or in the Cockroft Walton accelerator /measurements of the cross section at  $E_n = 14.6$  MeV/. The neutron flux was monitored during irradiation by counting the protons recoiled from a stilben. The reaction product nuclei were identified by measuring their characteristic  $\gamma$ -rays with a NaI(Tl) and Ge(Li) spectrometers. The cross sections for the investigated reactions were measured

relative to the  $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$  reaction cross section.

The cross sections measured in the present experiment are summarized in figs. 1, 2, 3 and 4. The errors shown comprise statistical errors and systematical ones /the uncertainties of the detector efficiency, the error of the cross section for the reference reaction and the neutron flux fluctuations/.

In the analysis of the measured excitation functions the statistical and the preequilibrium model have been used, moreover some estimations of the direct mechanism contribution we taking into account. In the calculations of the compound component for the investigated reactions the Weisskopf-Ewing formula has been applied. The level densities of the residual nuclei were evaluated by means of the equidistant Fermi gas model as well as so called "back shifted" Fermi gas model [1,2].

Some estimation of the direct interaction contribution to total  $(n,\alpha)$  cross sections can be obtained using the particle hole formalism for the density of final states [3]. The result of the calculations are compared with the experimental data in figs. 3 - 11. It can be seen from the figures that for the lighter target nuclei,  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{30}\text{Si}$ ,  $^{31}\text{P}$ ,  $^{51}\text{V}$  and  $^{55}\text{Mn}$ , the statistical calculations are quite successful in reproducing the experimental data. As the target mass increases  $(A \gg 50)$  the deviations between the theoretical curves /obtained from the statistical model calculations/ and the experimental points become more pronounced /particularly at higher incident neutron energies/. We include for these targets direct interaction contribution to the total  $(n,\alpha)$  cross sections, and the sum of these two components /statistical and direct/ is in good agreement with the experimental points. Similar conclusions are reported in ref.[4].

Preequilibrium component calculations of the excitation function were performed with the help of the PREEQ computer code [5]. The resulting cross sections are sensitive to the choice of the effective matrix element  $M$  appearing in the rate expression for the residual two body interactions. The calculations of F. Gadioli [6] showed that the model allows one to reproduce correctly the energy distribution of emitted protons and by the comparison of the calculated and measured cross sections allowed to deduce the absolute values of the decay rate for exciton-exciton interactions of a composite nucleus in a  $2p-1h$  configuration at an excitation energy of about 24.5 MeV. This decay rate appear to be mass independent and the absolute value found  $\approx 5 \cdot 10^{22} \text{ s}^{-1}$  is in good agreement with the ones later deduced by analysing  $(n, n')$  and  $(p, n)$  reactions.

$f_{\alpha}$  - the probability of forming a  $\alpha$ -particle in the ~~excited~~ nucleus is treated as free parameter and fit is made to the experimental cross sections. It can be seen from the figures 5 and 8 that for the investigated nuclei with mass number  $A \gg 9$  the deviations between the theoretical curves and the experimental points are more pronounced at the incident neutron energies of 13 MeV and as it can be seen from the figs. 9-11 the pre-equilibrium emission estimates are lying well below the experimental points in the 10 MeV energy region, thus indicating that statistical processes are mainly responsible for the observed cross sections.

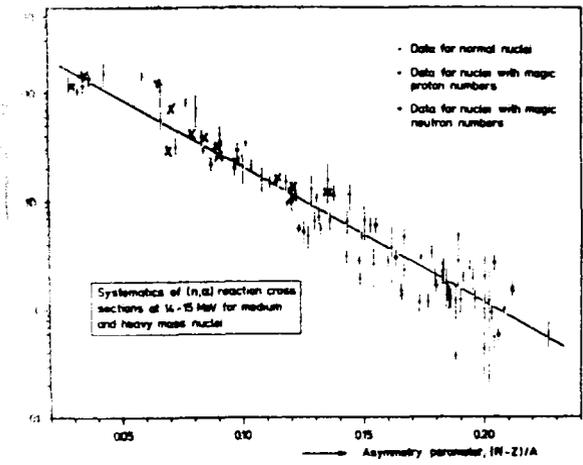


Fig. 1.

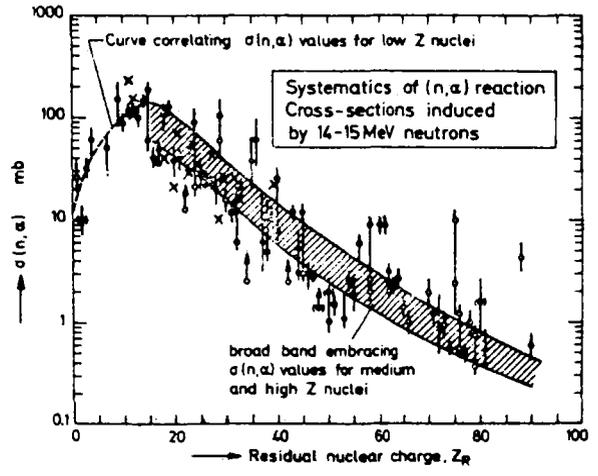


Fig. 2.

Systematics of  $(n, \alpha)$  cross sections at 14 MeV for normal and heavy mass nuclei [7], crosses are our measurements.

Plot of 14 MeV  $(n, \alpha)$  cross sections against proton number of the residual nucleus,  $Z_R$  [7], crosses are our measurements

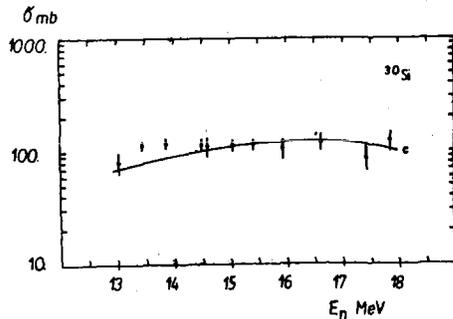


Fig. 3.

249

Comparison of the experimental cross sections with the statistical model calculations (curve C) for  $^{30}\text{Si}(n, \alpha)$  reaction

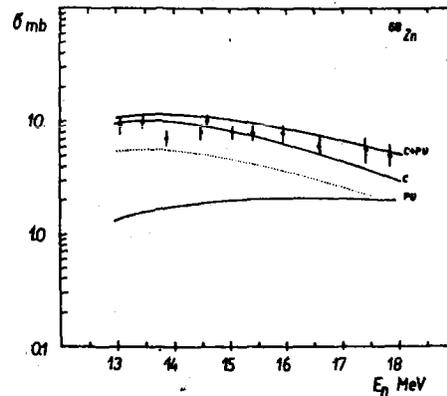


Fig. 4.

Comparison of the experimental cross sections with the calculated curves for the  $^{68}\text{Zn}(n, \alpha)$  reaction. Curve C represents the compound model calculations. Curve PU is the pick-up estimate according to Kalbach [3]. Curve C+PU is the sum of these two contributions. The level densities of the residual nuclei were evaluated by means of the equidistant Fermi gas model /dotted line/ and of the "back shifted" Fermi gas model [1,2] /curve C/

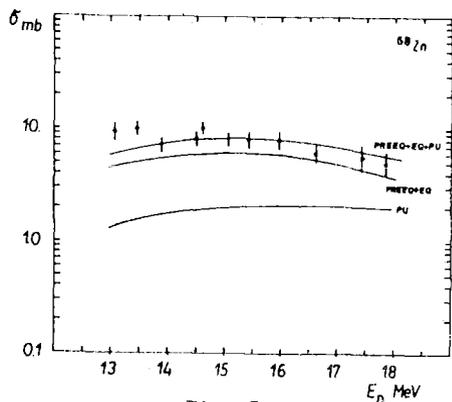


Fig. 5.

250

Comparison of the experimental cross sections with the calculated curves for the  $^{68}\text{Zn}(n, \alpha)$  reaction. Curve PU is the pick-up estimate according to Kalbach [3], curve PREEQ+EQ+PU is the sum of these two contributions

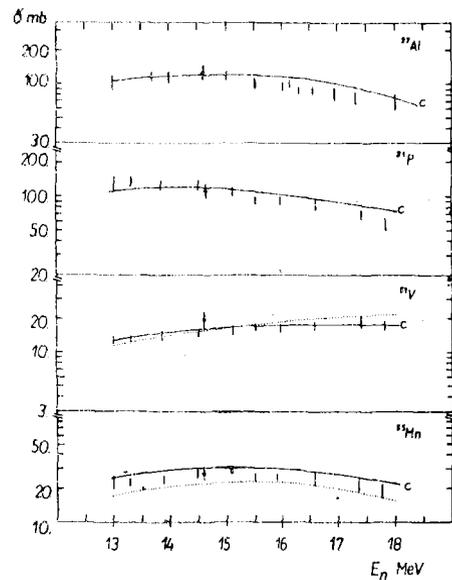


Fig. 6. Comparison of the experimental cross sections [4,8] with the calculated curves for the  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{31}\text{P}$ ,  $^{51}\text{V}$  and  $^{55}\text{Mn}$ . All curves have the same significance as in figs. 3 and 4

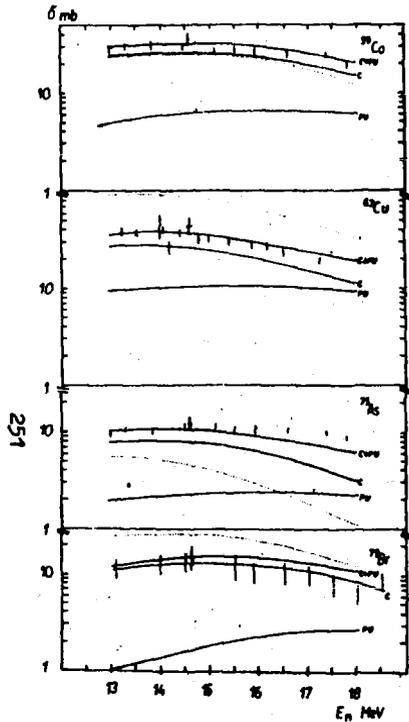
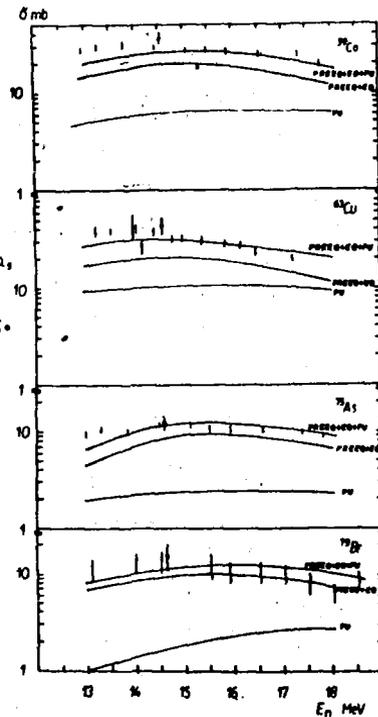


Fig. 7.

Comparison of the experimental cross sections [4,9,10] with the calculated curves for  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{75}\text{As}$  and  $^{79}\text{Br}$ . All curves have the same significance as in fig. 4

Fig. 8.



Comparison of the experimental cross sections with the calculated curves for  $^{59}\text{Co}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{75}\text{As}$  and  $^{79}\text{Br}$ . All curves have the same significance as in fig. 5

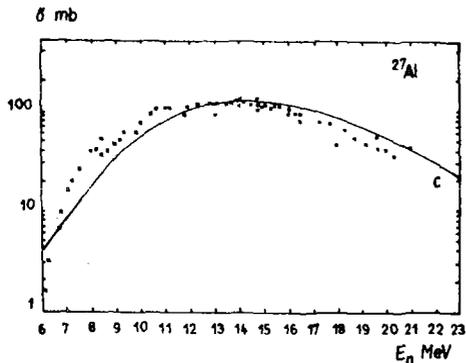


Fig. 9. Comparison of the experimental cross sections [9] with the statistical model calculations /curve C/ for  $^{27}\text{Al}$

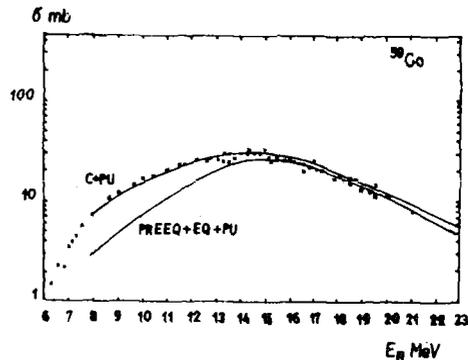


Fig. 10. Comparison of the experimental cross sections [9] with the calculated curves for the  $^{59}\text{Co}(n,\alpha)$  reaction. All curves have the same significance as in figs. 4 and 5

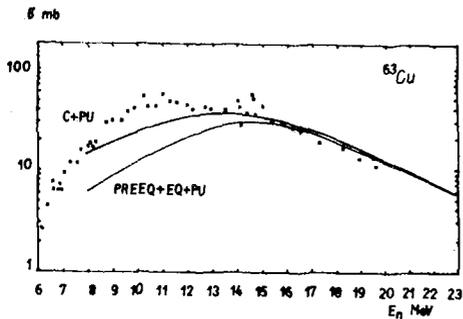


Fig. 11. The same as in fig. 9 for  $^{63}\text{Cu}(n,\alpha)$  reaction

### References

1. H.Vonach et al., Nucl. Phys. A 127, 289 (1969).
2. W.Dilg et al., Nucl. Phys. A 217, 269 (1973).
3. C.Kalbach, Z. Phys., A 283, 401 (1977).
4. J.Turkiewicz et al., Rep. INR 1821/I/P1/A (1970).
5. E.Bětak, Comp. Phys. Comm., 9, 92 (1975).
6. E.Gadioli, Nukleonika vol. 21, 4, 385 (1976).
7. S.M:Qaim, Nucl. Cross Sect. and Tech., vol II, 664 (1975).
8. A.Schett et al., OECD/NEA, EANDC Rep. 95 «U» (1974).
9. A.Paulsen, Nuk., 10, 91 (1967).
10. M.Bormann, Z. Phys., 174, 1 (1963).

ИЗОМЕРНОЕ ОТНОШЕНИЕ В РЕАКЦИИ  $(n, 2n)$  И СПИНОВАЯ  
ЗАВИСИМОСТЬ ПЛОТНОСТИ УРОВНЕЙ ЯДЕР С  $N \sim 50$

Там Зуй Хуен, Нго Куанг Зуй, Нгуен Так Ань

(Институт ядерных исследований, СРВ)

Измерено изомерное отношение в реакции  $(n, 2n)$  при энергии нейтрона 14 МэВ на нейтронодефицитных ядрах  $^{86}\text{Sr}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{92}\text{Mo}$  и  $^{74}\text{Se}$ . Разработан метод расчета изомерного отношения для случая малой энергии возбуждения остаточного ядра. Получены значения параметра спиновой зависимости плотности уровней ядра и обсужден вопрос о влиянии эффекта сверхтекучести на эффективный момент инерции ядра.

The isomer ratios of the  $(n, 2n)$ -reaction at the 14 MeV neutron energy for the neutrondeficient nuclei  $^{86}\text{Sr}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{92}\text{Mo}$  and  $^{74}\text{Se}$  have been measured. A method of calculation of the isomer ratio for the residual nuclei of low excited energy is presented. The spin-dependence parameters of nuclear level-density are determined and the problem of the superfluid effect on the effective nuclear moment of inertia is discussed.

Изучению изомерного отношения в реакции  $(n, 2n)$  при энергии нейтронов 14 МэВ на нейтронодефицитных ядрах с  $N \sim 50$  ( $^{92}\text{Mo}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{86}\text{Sr}$ ) и  $^{74}\text{Se}$  посвящено значительное число работ. Однако заметные расхождения в полученных экспериментальных данных, а также использование неудовлетворительной модели испарения нейтронов и статистических  $\gamma$ -квантов для расчета изомерного отношения вблизи порога реакции не позволяет надежно оценить параметр спиновой зависимости плотности уровней (параметр  $\sigma$ ) для этих ядер. Так, например, в случае  $^{92}\text{Mo}$  экспериментальные данные для параметра  $\sigma$  меняются в интервале  $(0,5 - 1,2) \sigma_{\text{лиг}}$ , где  $\sigma_{\text{лиг}}$  - твердотельное предельное значение параметра  $\sigma$  (см., напр., [1]).

В этой работе экспериментальные данные по изомерному отношению сравнивались с результатами расчета, учитывающего особенности протекания ядерной реакции вблизи порога. Для исследуемых ядер при испускании второго нейтрона в реакции  $(n, 2n)$  непосредственно заселяются дискретные уровни остаточного ядра, и величина изомерного отношения должна определяться вероятностью заселения и конкретными способами распада этих возбужденных состояний. При этом ограничение числа выходных ка-

налов для испускания второго нейтрона может благоприятствовать  $\gamma$ -распаду, особенно для высокоспиновых несвязанных состояний, которые образуются с большим весом в реакциях с 14 МэВ нейтронами.

Эксперимент и результаты. В эксперименте источником нейтронов с энергией (14,5 $\pm$ 0,2) МэВ служил нейтронный генератор с выходом 10 $^{10}$  н/сек. Мишени из Mo, Zr и SnO имели естественный изотопный состав, а в случае селена использовалась обогащенная мишень с 41%  $^{74}\text{Se}$ . Изомерное отношение определено активационным методом,  $\gamma$ -кванты продуктов реакций регистрировались полупроводниковым детектором. Перенос мишени между нейтронным генератором и детектором осуществлялся пневмопочтой. В опытах снимались кривые распада фотопиков, характерных для изомерных и основных состояний. В случае  $^{74}\text{Se}$  величина изомерного отношения более удобно определена из кривой накопления и распада фотопика 361 КэВ  $^{73g}\text{Se}$ . Для реакции  $^{92}\text{Mo}(n, 2n)^{91}\text{Mo}$ , кроме измерения интенсивности фотопика 658 КэВ  $^{91m}\text{Mo}$ , величина изомерного отношения была определена также из кривой  $\beta^+$ -распада  $^{91}(g+m)\text{Mo}$ , полученной методом циклической активации и регистрации совпадения аннигиляционных  $\gamma$ -квантов 511 КэВ с помощью двух (NaI(Tl)) детекторов.

Экспериментальные результаты представлены в табл. Для

Ядро-мишень	$E_{\text{пор}}$ (МэВ)	$I_m$	$I_g$	$\alpha = \frac{\sigma_m}{\sigma_g}$	$\sigma$ (н)	$\frac{\sigma}{\sigma_{\text{иг}}}$
$^{74}\text{Se}$	12,07	$\frac{I^-}{2}$	$\frac{I^+}{2}$	$0,80 \pm 0,07$	$4,2 \pm 0,8$	0,87
$^{86}\text{Sn}$	11,48	$\frac{I^-}{2}$	$\frac{I^+}{2}$	$0,22 \pm 0,02$	$4,8 \pm 0,7$	0,90
$^{90}\text{Zr}$	11,99	$\frac{I^-}{2}$	$\frac{I^+}{2}$	$0,166 \pm 0,004$	$4,7 \pm 0,4$	0,87
$^{92}\text{Mo}$	12,69	$\frac{I^-}{2}$	$\frac{I^+}{2}$	$0,065 \pm 0,010$	$5,4 \pm 0,8$	0,98

$^{92}\text{Mo}$  и  $^{90}\text{Zr}$  наши данные по изомерному отношению хорошо согласуются с работой [2], в то время как в других работах получены несколько завышенные значения. В случаях  $^{86}\text{Sn}$  и  $^{74}\text{Se}$  имеются значительные расхождения в литературных данных. В пре-

делах экспериментальных ошибок наши результаты согласуются с работой [3] по  $^{88}\text{Sr}$  и [4] по  $^{74}\text{Se}$ .

Расчеты изомерного отношения. В расчетах использовалась модель образования и распада составного ядра. Для каждого энергетически доступного уровня остаточного ядра с энергией  $E_f$ , спином  $I_f$  и четностью  $\pi_f$  рассчитывалась заселенность по формуле:

$$P(E_f, I_f, \pi_f) = \sum_{E, I, \pi} P_1(E, I, \pi) \frac{\Gamma_n(E I \pi \rightarrow E_f I_f \pi_f)}{\sum_i \Gamma_n(E I \pi \rightarrow E_i I_i \pi_i) + \Gamma_\gamma(E I \pi)}, \quad (1)$$

где  $P_1(E, I, \pi)$  - заселенность несвязанного состояния  $(E, I, \pi)$ , образовавшегося в результате испускания первого нейтрона;  $\Gamma_n(E I \pi \rightarrow E_i I_i \pi_i)$  - парциальная нейтронная ширина, соответствующая переходу между состояниями  $(E, I, \pi)$  и  $(E_i, I_i, \pi_i)$ . Знаменатель правой части формулы (1) представляет собой полную ширину несвязанного состояния  $(E, I, \pi)$ , в которой, кроме полной нейтронной ширины, учитывалась также радиационная ширина  $\Gamma_\gamma(E I \pi)$ . Нейтронная ширина, а также величина  $P_1(E, I, \pi)$  в формуле (1) рассчитывались, как в работе [2]. При этом для коэффициентов проницаемости нейтрона  $T_\ell(\epsilon_n)$  ( $\epsilon_n, \ell$  - энергия и орбитальный момент нейтрона) использовались данные, приведенные в [5]. Для радиационной ширины использовалось дипольное приближение:

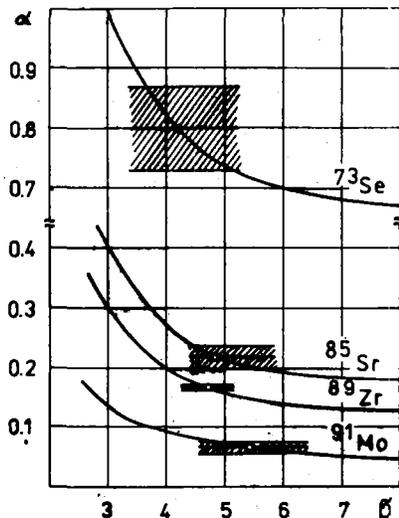
$$\Gamma_\gamma(E I \pi) = \frac{c A^{2/3}}{\rho(E, I, \pi)} \sum_{I'=|I-1|}^{I+1} \int E_\gamma^3 \rho(E - E_\gamma, I', -\pi) dE_\gamma. \quad (2)$$

В этой формуле  $\rho(E, I, \pi)$  - плотность уровней ядра;  $c$  - некоторый множитель, определяемый из сравнения формулы (2) с экспериментальными данными. В расчетах для плотности уровней ядра мы использовали модель ферми-газа с учетом спаривания:

$$\rho(E, I) = \frac{2 I + 1}{24 \sqrt{2} \sigma^3 a^{1/4} (E - \Delta + t)^{5/4}} \exp \left[ 2 \sqrt{a(E - \Delta)} - I(I + 1) / 2 \sigma^2 \right], \quad (3)$$

где  $\sigma^2 = \frac{\mathcal{I} t}{\hbar^2}$  ( $\mathcal{I}$  - момент инерции ядра и  $t$  - термодинамическая температура, определяемая соотношением  $E - \Delta = a t^2 + t$ ). В численных расчетах значения параметров  $a$  и  $\Delta$  в выражении для плотности уровней (3) были взяты из [6], а коэффициент  $c$  в (2) - из работы [7]. Результаты численных расчетов показали, что величина изомерного отношения мало меняется при вариации

параметра  $\alpha$  в пределах  $A/8 \div A/12$ . Влияние конкуренции  $\gamma$ -распада несвязанных состояний на величину изомерного отношения также незначительно и тем сильнее, чем выше порог реакции  $(n, 2n)$ . В случае  $^{92}\text{Mo}$  учет конкуренции  $\gamma$ -распада несвязанных состояний увеличит величину изомерного отношения на  $\sim 20\%$ . Результаты численных расчетов зависимости изомерного отношения от параметра  $\sigma$  представлены на рис. . Расчетные данные на



Зависимость изомерного отношения  $\alpha = \sigma_m/\sigma_g$  от параметра  $\sigma$ . Кривые - результаты расчета; заштрихованные полосы - экспериментальные данные с ошибками

рис. значительно отличаются от результатов расчета [3] с использованием модели Хюзенги и Ванданбоша [8], в которой испускание второго нейтрона и последующих  $\gamma$ -квантов описано статистическим методом. Весьма типичным оказывается случай  $^{74}\text{Se}$ . Согласно [9] большинство низколежащих уровней ядра  $^{73}\text{Se}$  образуют ротационную полосу с  $K = \frac{1}{2}$  и распадятся каскадными переходами на изомерное состояние, чем обусловлена большая величина изомерного отношения в реакции  $^{74}\text{Se}(n, 2n)^{73}\text{Se}$ . Таким образом, правильный учет особенностей образования и распада низколежащих уровней остаточного ядра является необходимым

для получения надежной информации о параметре эмпирической зависимости плотности уровней ядра из экспериментальных данных на изомерному отношению.

Экспериментальные значения параметра  $\sigma$ , определенные из кривых рис., представлены в табл. В отличие от большинства данных, приведенных в работе [17], полученные в настоящей работе значения  $\sigma/\sigma_{\text{нз}}$  весьма близки к единице. Таким образом, для исследуемых ядер в области энергии возбуждения  $\sim 14$  МэВ эффект сверхтекучести уже не играет заметную роль при определении эффективного момента инерции ядра. Это подтверждение хорошо согласуется с формулой для энергетической зависимости момента инерции ядра, выведенной в работе [10].

### Список литературы

1. M. Bormann, H. Bissem e.a. Nucl. Phys. A157, 481, 1970.
2. Y. Kanda. Nucl. Phys. A185, 177, 1972.
3. B. Minetti, A. Pasquarelli. Nucl. Phys. A118, 449, 1968.
4. M. Bormann, H. K. Peddersen e.a. Z. Phys. A272, 203, 1976.
5. Эммерих У.С. - В сборнике "Физика быстрых нейтронов", М., Госатомиздат, 1968, том 2, с. 55.
6. P. E. Nemirovsky, Yu. V. Adamchuk. Nucl. Phys. 39, 551, 1962.
7. L. M. Bollinger. in: Nuclear Structure, Dubna Symposium, IAEA, Vienna, 1968.
8. J. R. Huizenga, R. Vandenbosch. Phys. Rev. 120, 1305, 1960.
9. M. Behar, A. Filevich e.a. Nucl. Phys. A261, 317, 1976.
10. D. G. Sarantites and E. J. Hoffman. Nucl. Phys. A180, 177, 1972.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ НЕЙТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 14 Мэв

П.Н.Нгок, Ш.Гуэтх, Ф.Деак, А.Кюшш

(Университет им. Л.Этвеша, Лаборатория нейтронной физики,  
Будапешт)

В настоящей работе излагаются результаты измерения активационных сечений реакций  $^{19}\text{F}(n,p)^{19}\text{O}$ ;  $^{19}\text{F}(n,\alpha)^{16}\text{N}$ ;  $^{208}\text{Pb}(n,2n)^{207\text{m}}\text{Pb}$  с коротким периодом полураспада 28,9 сек., 7,1 сек. и 0,8 сек. соответственно при энергии нейтронов 14,6 Мэв. Далее описываются измерения функции возбуждения  $/n,p/$  и  $/n,2n/$  реакций для изотопов  $^{58}\text{Ni}$  и  $^{65}\text{Cu}$  при энергиях нейтронов 13,5 - 14,7 Мэв.

This work gives results of activation cross-sections measurement of the  $^{19}\text{F}(n,p)^{19}\text{O}$ ;  $^{19}\text{F}(n,\alpha)^{16}\text{N}$ ;  $^{208}\text{Pb}(n,2n)^{207\text{m}}\text{Pb}$  reactions.

With short 28.9 sec, 7.1 sec and 0.8 sec half-life accordingly for the 14.6 Mev neutrons. Then the excitation function measurements of the (n,p) and (n,2n) reactions for  $^{58}\text{Ni}$  and  $^{65}\text{Cu}$  isotopes for 13.5 - 14.7 Mev neutrons are described.

### Измерение активационных сечений короткоживущих изотопов нейтронами с энергией 14,6 Мэв

Сечение ядерных реакций на нейтронах с энергией около 14 Мэв имеет большое значение. Но данных о реакциях с коротким периодом полураспада (минуты и меньше) немного и имеют они большое расхождение.

В нашей лаборатории была разработана и создана измерительная система, позволяющая проводить экспериментальное исследование активационных сечений в диапазоне времени полураспада продуктов от секунды до нескольких минут с энергией нейтронов около 14 Мэв.

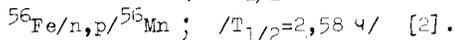
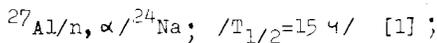
Измерительная система состоит из нейтронного генератора типа NA-2 (венгерского производства), пневмопечки, Ge/Li/ гамма-спектрометра и небольшой ЭВМ типа ТПА-1001-1.

Пневмопочта (созданная нами) работает на сжатом воздухе (при давлении 2,2–3,5 атм.) и позволяет посылать облученную мишень за 1,2 сек. к Ge/Li-детектору, расположенному в свинцовой защите. Ge/Li-детектор имеет 52 см<sup>3</sup> чувствительного объема и 4,5 кэВ разрешения.

Нейтронный генератор, пневмопочта и измерительная электроника управляется небольшой ЭВМ типа ТПА. Процесс облучения образца, транспортировка и измерение гамма-спектра проводились автоматически по заранее выбранной программе.

Образцы для измерения готовились из порошка исследуемого материала и запрессовывались в полиэтиленовую капсулу объемом 6,5 см<sup>3</sup>.

Активационные сечения определялись сравнением с точно измеренными сечениями ядерных реакций



Алюминий или железо в виде порошка добавлялись в разных соотношениях к измеряемому образцу и тщательно перемешивались.

Образцы помещались на расстояние 0,7 см перед Т-мишенью нейтронного генератора. Энергия нейтронов составляла  $14,6 \pm 0,2$  МэВ. Время облучения выбиралось на 1–2 периода полураспада получаемого радионуклеотида. Для снижения статистической ошибки облучение и измерение гамма-спектра повторялись 150–200 раз одно за другим. Сечение исследуемой реакции определялось по формуле:

$$\sigma = \sigma' \frac{\lambda' C E' f_s' I_y' n' (1 + \alpha') e^{-\lambda' t_c'} (1 - e^{-\lambda' t_i'}) (1 - e^{-\lambda' t_m'})}{\lambda C E f_s I_y n (1 + \alpha') e^{-\lambda t_c} (1 - e^{-\lambda t_i}) (1 - e^{-\lambda t_m})} \times$$

$$\times \frac{[e^{-(k+1)\lambda T} - (k+1)e^{-\lambda T} + k]}{[e^{-(k+1)\lambda T} - (k+1)e^{-\lambda T} + k]},$$

где  $\sigma$  - сечение стандартной реакции;  $S$  - суммированное число импульсов в цикле  $K$ ;  $T$  - период времени одного цикла;  $t_1$ ,  $t_c$ ,  $t_m$  - время облучения, охлаждения и измерения соответственно;  $\epsilon$  - эффективность детектора для данной гамма-энергии;  $f_s$  - коррекция самопоглощения;  $I_\gamma$  - интенсивность гамма-перехода;  $n$  - число ядер исследуемого изотопа;  $\alpha$  - коэффициент внутренней конверсии электронов;  $\lambda$  - постоянная распада; штрих (') символизирует параметры, относящиеся к стандарту.

Сечение  $^{19}\text{F}(n,p)^{19}\text{O}$  - реакции.

Продукт этой реакции  $^{19}\text{O}$  имеет период полураспада 28,91 сек, его бета-распад сопровождается гамма-излучением, его интенсивные гамма-переходы с энергией 197,4 кэВ и 157,3 кэВ удобны для определения активности.

Образцом для измерения служил тефлон в виде порошка. В качестве стандарта использовался порошок алюминия и железа.

Программа одного цикла измерения: облучение образца  $/t_1/$  60 сек, охлаждение и транспортировка капсулы от генератора к детектору ( $t_c$ ) 3 сек, измерение двух гамма-спектров последовательно ( $t_m$ ) 50 сек, охлаждение и транспортировка контейнера от  $\text{Ge(Li)}$ -детектора к генератору 5 сек.

Полученный результат для активационного сечения реакции

$$^{19}\text{F}(n,p)^{19}\text{O} = 15,3 \pm 1,2 \text{ мб.}$$

Сечение  $^{19}\text{F}(n,\alpha)^{16}\text{O}$  - реакции.

Продукт этой реакции  $^{16}\text{O}$  распадается бета-распадом, период его полураспада 7,2 сек. Самый интенсивный гамма-переход, воз-

никающий при распаде, имеет энергию 6128 кэв. В связи с трудностями определения эффективности  $\text{Ge/Li}$ -детектора при такой гамма-энергии сечение  $^{19}\text{F}/n, \alpha / ^{16}\text{N}$  реакции определялось относительно реакции  $^{17}\text{O}/n, p / ^{16}\text{N}$ , у которого возникает тот же радиоактивный изотоп. Образцы готовились из порошка тефлона и окиси алюминия.

Время для измерения одного цикла распределялось следующим образом:  $t_1 = 10$  сек;  $t_c = 3$  сек;  $t_m = 10$  сек.

Для снижения погрешности измерений образцы тефлона и алюминия после 20 циклов переставлялись местами.

$39,2 \pm 1,6$  мб было принято для сечения реакции  $^{16}\text{O}/n, p / ^{15}\text{N}$  [3].

Полученное нами значение сечения для реакции

$$^{19}\text{F}/n, \alpha / ^{16}\text{N} = 18,9 \pm 1,9 \text{ мб}$$

Сечение реакции  $^{208}\text{Pb}/n, \alpha / ^{207\text{m}}\text{Pb}$

В результате указанной реакции получается  $^{207}\text{Pb}$  в изомерном состоянии с периодом полураспада 0,8 сек.  $^{207\text{m}}\text{Pb}$  испускает с большой вероятностью гамма-кванты с энергией 569,7 кэв и 1063 кэв. В этом случае в качестве образца использовалась смесь окиси свинца ( $\text{Pb}_3\text{O}_4$ ) и окиси алюминия ( $\text{Al}_2\text{O}_3$ ).

Программа измерения одного цикла:  $t_1 = 2$  сек;  $t_c = 1,5$  сек;  $t_m = 1 + 2$  сек. Было выполнено 200 циклов измерения.

Результат сечения реакции  $^{208}\text{Pb}/n, \alpha / ^{207\text{m}}\text{Pb} = 1274 \pm 97$  мб.

Полученные нами результаты и данные других авторов сравниваются в таблице I.

Таблица I

Полученные значения сечений в сравнении с данными других работ

РЕАКЦИЯ	Активационные сечения (мб)		
	Собственные данные ( $E_H=14,6$ Мэв)	Литературные данные	
		$E_H$ (Мэв)	$\sigma$
$^{19}_F(n,p)^{19}_O$	$15,3 \pm 1,2$	14,8 14,8 14,7 14,7 14,9	$51 \pm 7$ (4) $23,3 \pm 2,8$ (5) $16,4 \pm 0,7$ (6) $21 \pm 3$ (7) $11,7 \pm 2$ (8)
$^{19}_F(n,\alpha)^{16}_N$	$18,9 \pm 1,9$	14,8 14,9	$24 \pm 5$ (9) $32 \pm 6$ (8)
$^{208}_{Pb}(n,2n)$ $^{207m}_{Pb}$	$1274 \pm 97$	14,8 14,8 14,8	$990 \pm 120$ (9) $1340 \pm 174$ (10) $1310 \pm 160$ (11)

Измерение функции возбуждения  $(n, p)$  и  $(n, 2n)$ -реакций для  $^{58}\text{Ni}$  и  $^{65}\text{Cu}$  при энергии нейтронов 13,5–14,7 Мэв

Для измерения функции возбуждения также использовался активационный метод. Гамма-спектры были измерены с помощью  $\text{Ge/Li}$ -детектора. Для уменьшения влияния рассеянных нейтронов на измерение нами был изготовлен специальный держатель, содержащий очень мало материала.

Относительная распространенность изотопов  $^{58}\text{Ni}$  и  $^{65}\text{Cu}$  67,79 % и 30,9% соответственно. Некоторые данные исследованных реакций представлены в таблице 2.

Образцы изготовлялись из никелевой и медной фольги размером 2 x 2 см<sup>2</sup>. Монитором служила алюминиевая фольга такого же размера, которая располагалась в виде сэндвича между исследуемой фольгой. Для каждого элемента облучалось 6 образцов, располагавшихся на расстоянии 4,5 см от Т-мишени нейтронного генератора под углами 0°, 30°, 60°, 90°, 120° и 150° к направлению дейтериевого пучка. Диапазон энергии нейтронов составлял 13,55–14,71 Мэв.

Облучение образцов длилось 2–6 час. Облученный образец в случае реакции  $^{58}\text{Ni}(n, p)^{58}\text{g}+\text{Cu}$  охлаждался в течение нескольких дней для распада  $^{58\text{m}}\text{Co}$ , период полураспада которого 9,15 час. Для других реакций время охлаждения составляло всего несколько минут.

Активность исследуемой фольги и монитора измерялась отдельно в одинаковом геометрическом расположении с помощью  $\text{Ge/Li}$ -детектора. Время измерения одного образца длилось до 6 час.

Таблица 2

Некоторые данные исследованных реакций

РЕАКЦИЯ	Энергия порога (I2)	Данные продукта (I3)	
	(Мэв)	$T_{I/2}$	$E_{\gamma}$ (кэВ)
$^{58}_{Ni} (n, p) ^{58}_{Fe+m} Co$	0,39	71,3 д	8II
$^{58}_{Ni} (n, 2n) ^{57}_{Ni}$	-12,2	36 ч	I377
$^{65}_{Cu} (n, p) ^{65}_{Ni}$	-1,35	2,56 ч	I48I
$^{65}_{Cu} (n, 2n) ^{64}_{Cu}$	-9,9	12,8 ч	58I

Значения сечений определялись на основе данных измерений, полученных экспериментально, и рассчитывались теоретически согласно методу Хаузера-Фэббаха.

В расчетах использовались коэффициенты трансмиссии оптической модели для протонов и нейтронов согласно данным Мэни и Мелканофф (I4). Функции для плотности уровней были взяты из работы Дильга (I5). Следует подчеркнуть, что в расчетах, сделанных нами, отсутствовали свободные параметры. Программа для вычислительной машины была составлена Ш.Шудар (23), а нами была адаптирована на ЭЕМ ТПА.

Полученные нами результаты в сравнении с данными других работ и теоретические расчеты представлены на рис. I-4.

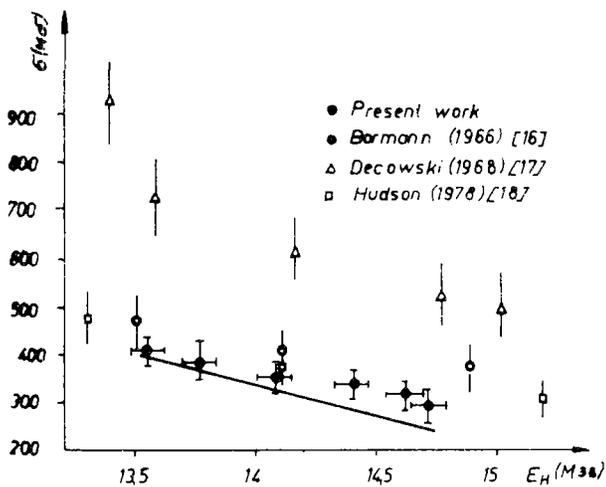


Рис.1 Функция возбуждения  $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{g+mCo}$

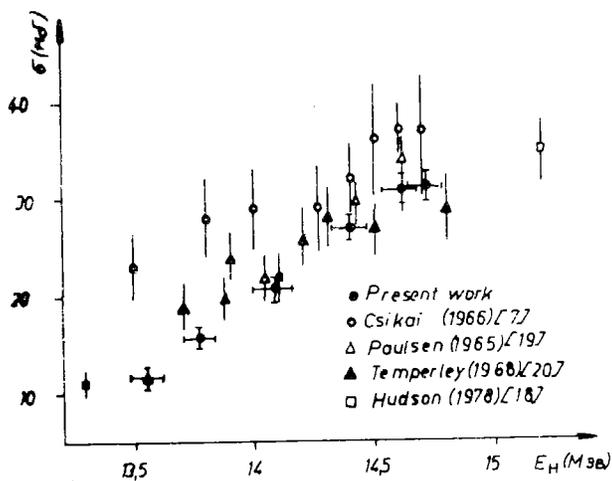


Рис.2 Функция возбуждения  $^{58}\text{Ni}(n,2n)^{57}\text{Ni}$

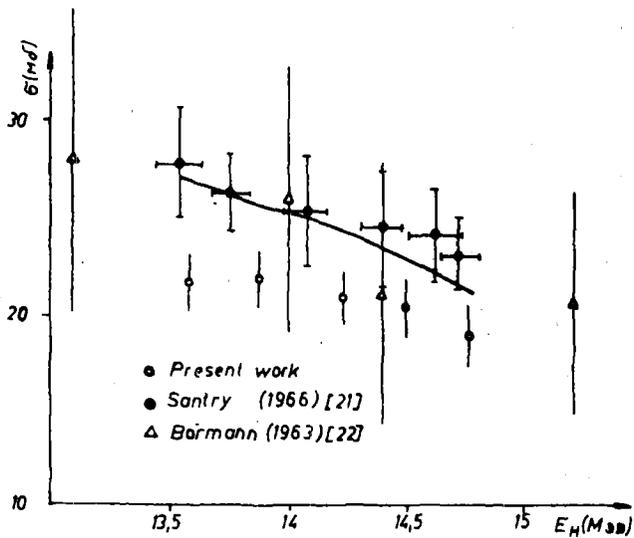


Рис.3 Функция возбуждения  $^{65}\text{Cu}(n,p)^{65}\text{Ni}$

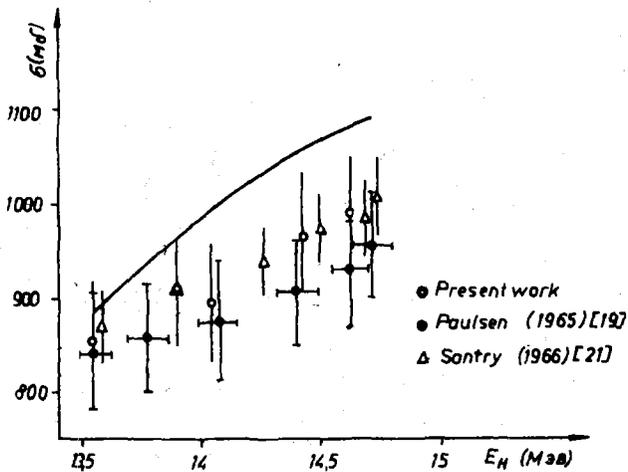


Рис.4 Функция возбуждения  $^{65}\text{Cu}(n,2n)^{64}\text{Cu}$

Список литературы

- [1] Vcnach H., et. al.; Z. Phys. 237 /1970/ 155  
[2] Robertson J., et.al.; J. Nucl. Energy 27 /1973/ 531  
[3] De Juren J.A. and Stookberry R.W.; Phys. Rev.  
120 /1960/ 901  
[4] Prasad R., Sarkar D.C., Nuov. Cim. V3A N3 /1971/ 467  
[5] Nitra B. and Ghos A. M., Nucl. Phys. 83/1966/ 157  
[6] Pasquarelli A., Nucl. Phys. A93 /1967/ 218  
[7] Csikai J., Atomki Közlemény 8./1966/ 79  
[8] Picard J. and Williamson C. F. Nucl. Phys. 63 /1965/573  
[9] Prasad R., Sarkar D. C. Nucl. Phys.85/1966/ 476  
[10] Károlyi J., Csikai J., Pető G., Nucl. Phys. 122/1968/235  
[11] Salajta G. N. and Eapen P. K., Bull. Am.  
Phys. Soc. 17 /1972/ 18  
[12] Kineo Tsukada; Nuclear Reaction and Subsequent Radioac-  
tive Decays Induced by 14 MeV Neutrons JAERI-M 6354 Jan.  
1976  
[13] Erdmann G. and Soyka W. J. Radiat. Chem. V26/1975/375  
[14] Mani G. S., Melkanoff M. A., Iori I. Report CEA  
2379 /1963/  
[15] Dilg W. et. al., Nucl. Phys. A217/1973/ 269  
[16] Bormann M., et. al., Rep. EANDC/E/66 "U", IAEA,  
Paris /1966/ 42.  
[17] Decowski P. et. al., Nucl. Phys. A112/1968/513  
[18] Hudson C. G. et. al., Annales of Nuclear Energy  
5 /1978/ 589  
[19] Paulsen A. and Liskien M. Nucl. Phys. 7/1965/ 117  
[20] Temperley J.K. Nucl. Sci. Eng. 32 /1968/ 195  
[21] Santry D. C., and Butler J. P.. Can. J. Phys.  
44./1966/ 1183  
[22] Bormann M., Z. Phys. 174/1963/1  
23 Ш.Щудар, Университет им.Л.Кошута, Дебрецен, Венгрия,  
Частное сообщение.

ANGULAR AND DEPTH DEPENDENT NEUTRON YIELDS AND SPECTRA  
FROM 590 MeV (p,n) REACTIONS IN THICK LEAD TARGETS

S. Cierjacks, M.T. Rainbow<sup>x</sup>, M.T. Swinhoe<sup>xx</sup>, and L. Buth

(Kernforschungszentrum Karlsruhe  
Institut für Kernphysik II  
Postfach 3640  
7500 Karlsruhe  
Federal Republic of Germany)

Differential neutron yields and spectra from (p,n) reactions in thick lead targets have been measured using 590 MeV protons from the SIN cyclotron. Measurements were performed at angles of 30°, 90° and 150° for different penetration depths in a 10 cm diameter x 60 cm long target. Yield and spectra measurements were performed employing time-of-flight techniques and an NE 213 proton-recoil liquid scintillator. Absolute angular and depth dependent spectra of fast neutrons in the region from 2 - 590 MeV are presented. The results are compared with some recent intranuclear-cascade-evaporation-model calculations.

Измерены дифференциальные выходы и спектры нейтронов из реакции (p,n) на толстых свинцовых мишенях с использованием протонов, полученных на 590-МэВ синхротроне. Измерения выполнены при углах 30, 90, 150° для различных глубин проникновения в мишень диаметром 10 см и длиной 60 см методом времени пролета. В детекторе протонов отдачи использован жидкий сцинтиллятор NE213. Энергетический интервал от 2 до 590 МэВ. Результаты измерений сравниваются с некоторыми расчетами по каскадно-испарительной модели.

There exists considerable interest in medium energy proton reactions, mainly because of the growing interest in spallation neutron sources and the continuing interest in accelerator breeding. In order to predict the important quantities such as neutron or secondary proton yields and spectra, several theoretical models have been developed during the last two decades. Nevertheless, the accuracy of such predictions, particularly for detailed differential data, is often not well enough known. This is mainly due to the lack of experimental information in this area. Apart from various total yield determinations, only a few differential measurements of absolute particle emission spectra from bare metal targets have been made in the past. Comparisons of existing measurements with model predictions have shown good agreement as well as significant differences. The latter is mainly true for the high energy tails of angular dependent neutron spectra, which are often underestimated by theoretical models. Therefore we have carried out new absolute measurements of angular dependent particle emission spectra as a function of proton penetration into a thick lead target. These data, at 600 MeV, provide additional experimental information to test theoretical predictions in the previously not well covered intermediate energy range. The measurements give yields and neutron emission spectra at 30°, 90° and 150° at seven distances into the target between 0 and 35 cm.

<sup>x</sup> On leave from A.A.E.C. Research Establishment, Sydney, Australia  
<sup>xx</sup> On leave from University of Birmingham, England

## EXPERIMENTAL ARRANGEMENTS

The measurements were performed at the ring cyclotron of the Swiss Institute of Nuclear Research (SIN) providing 590 MeV protons. A schematic view of the target - detector arrangement is shown in Fig. 1. The proton beam was focussed to 2 cm diameter onto the cylindrical lead target. This was composed of twelve cylindrical blocks, each 5 cm long and 10 cm in diameter, to give an overall length of 60 cm. Time-of-flight measurements of the neutrons produced were made using the cyclotron micro-structure pulsing at 16.9 MHz repetition rate and of  $< 0.2$  ns pulse width.

Neutrons emitted from the target at  $30^\circ$ ,  $90^\circ$  and  $150^\circ$  were detected at the exit of a  $\sim 1$  m long iron collimator. Depth dependent measurements of neutron spectra were made by moving the target along the beam axis, so that the individual blocks were opposite the collimator entrance. The principal detector was a 3 cm thick, 4.5 cm diameter, NE 213 liquid scintillator, employing n- $\gamma$  pulse-shape discrimination (PSD). In order to remove pulses from charged particles also produced in the target, a 5 mm thick plastic scintillator placed immediately in front of the principal detector was used as a veto counter. (While neutron and  $\gamma$ -rays produce in general a signal in only one of the detectors, charged particles from the target are characterized by signals in both counters).

Background measurements at  $90^\circ$  were performed with the target block opposite the collimator entrance removed. For  $30^\circ$  and  $150^\circ$  shaped wedges were used to give the relevant background contribution.

Data accumulation was accomplished in a 4-parameter mode. A block diagram of the electronics is shown in Fig. 2: The pulse-height signal from the liquid scintillator was split into two amplifier channels, one with ten times the gain of the other. This was necessary to cover the large total dynamic range and the expanded threshold region (an accurate measurement of the effective detector threshold is an important prerequisite for a precise detector efficiency determination). The timing signal of the neutron detector served three functions:

1. It started the main TAC which provided the neutron time-of-flight via ADC 4. This TAC was stopped by a timing signal derived from the cyclotron r.f.
2. It provided the input signals for the n- $\gamma$  pulse-shape discrimination circuit providing an identification signal which went to ADC 3.
3. It was used in conjunction with the fast signal from the veto detector to generate a master trigger signal which notified the computer that a neutron or a  $\gamma$ -event occurred and that the gates to the ADCs should be opened.

The contents of the four ADCs were stored event-by-event on magnetic tape for subsequent off-line data processing. The number of master triggers applied to the computer was recorded and used in conjunction with the number of accepted events to evaluate dead-time effects.

The proton current was measured throughout the experiment by a proton beam monitor (see Fig. 1). This monitor consisted of a carbon scatterer placed in the incident proton beam. Scattered protons were detected by a pair of thin plastic scintillators which operated in coincidence. The monitor was calibrated with respect to absolute proton flux by counting individual protons in the direct beam with a third thin plastic scintillator at sufficiently reduced current.

## EXPERIMENTAL ARRANGEMENTS

The measurements were performed at the ring cyclotron of the Swiss Institute of Nuclear Research (SIN) providing 590 MeV protons. A schematic view of the target - detector arrangement is shown in Fig. 1. The proton beam was focussed to 2 cm diameter onto the cylindrical lead target. This was composed of twelve cylindrical blocks, each 5 cm long and 10 cm in diameter, to give an overall length of 60 cm. Time-of-flight measurements of the neutrons produced were made using the cyclotron micro-structure pulsing at 16.9 MHz repetition rate and of  $< 0.2$  ns pulse width.

Neutrons emitted from the target at  $30^\circ$ ,  $90^\circ$  and  $150^\circ$  were detected at the exit of a  $\sim 1$  m long iron collimator. Depth dependent measurements of neutron spectra were made by moving the target along the beam axis, so that the individual blocks were opposite the collimator entrance. The principal detector was a 3 cm thick, 4.5 cm diameter, NE 213 liquid scintillator, employing n- $\gamma$  pulse-shape discrimination (PSD). In order to remove pulses from charged particles also produced in the target, a 5 mm thick plastic scintillator placed immediately in front of the principal detector was used as a veto counter. (While neutron and  $\gamma$ -rays produce in general a signal in only one of the detectors, charged particles from the target are characterized by signals in both counters).

Background measurements at  $90^\circ$  were performed with the target block opposite the collimator entrance removed. For  $30^\circ$  and  $150^\circ$  shaped wedges were used to give the relevant background contribution.

Data accumulation was accomplished in a 4-parameter mode. A block diagram of the electronics is shown in Fig. 2: The pulse-height signal from the liquid scintillator was split into two amplifier channels, one with ten times the gain of the other. This was necessary to cover the large total dynamic range and the expanded threshold region (an accurate measurement of the effective detector threshold is an important prerequisite for a precise detector efficiency determination). The timing signal of the neutron detector served three functions:

1. It started the main TAC which provided the neutron time-of-flight via ADC 4. This TAC was stopped by a timing signal derived from the cyclotron r.f.
2. It provided the input signals for the n- $\gamma$  pulse-shape discrimination circuit providing an identification signal which went to ADC 3.
3. It was used in conjunction with the fast signal from the veto detector to generate a master trigger signal which notified the computer that a neutron or a  $\gamma$ -event occurred and that the gates to the ADCs should be opened.

The contents of the four ADCs were stored event-by-event on magnetic tape for subsequent off-line data processing. The number of master triggers applied to the computer was recorded and used in conjunction with the number of accepted events to evaluate dead-time effects.

The proton current was measured throughout the experiment by a proton beam monitor (see Fig. 1). This monitor consisted of a carbon scatterer placed in the incident proton beam. Scattered protons were detected by a pair of thin plastic scintillators which operated in coincidence. The monitor was calibrated with respect to absolute proton flux by counting individual protons in the direct beam with a third thin plastic scintillator at sufficiently reduced current.

## OFF-LINE DATA PROCESSING

The analysis of neutron yields and spectra began with the separation of neutron and  $\gamma$ -events by a consideration of 2-dimensional arrays of pulse height versus "pulse shape discrimination time". Excluding  $\gamma$ -events from further analysis the neutron events from the corresponding background runs were then subtracted. These data were subsequently sorted into suitable time-of-flight bins and their corresponding energies calculated relativistically according to the time of occurrence of the prompt  $\gamma$ -flash peak. With the chosen detector threshold of  $E_n = 1.3$  MeV, the flight path length of  $\sim 1.2$  m and the pulse repetition rate of 16.9 MHz a single overlap in part of the neutron time-of-flight spectrum was admitted. (e.g. in the  $90^\circ$  spectrum 1.7 MeV neutrons appeared to occur in the same time channel as 500 MeV neutrons). Separation of the response due to high energy neutrons from that due to low energy neutrons was achieved by linear extrapolation of the high energy pulse height response down to the bias level. The error associated with this procedure is small because of the largely different shapes of the corresponding distributions.

The contents of each time bin were integrated and the results divided by the detection efficiency of the NE-213 neutron detector. The Monte Carlo Code of Stanton as modified by Cecil et. al. [1] was used to calculate the required efficiency. The shape of the pulse height spectra produced by the code were in good agreement with the measured spectra in the various time bins. This was the case even when the ranges of charged particles produced in the detector are greater than the detector dimensions. This fact in conjunction with experimental tests of the original code in various laboratories [2] (up to 70 MeV the agreement between calculations and measurements is typically  $\sim 5\%$ ) gives some confidence in the operation of the code. Auxiliary efficiency measurements above 50 MeV are presently underway. Preliminary results around 350 MeV indicate that the code predictions are high in this range.

The data were finally scaled by the solid angle subtended by the detector, the energy bin width, the dead time correction factor and the number of incident protons to produce the absolute neutron yields as neutrons per proton, per steradian, per MeV and per 5 cm target lengths. Finally the results for various distances into the target were added to produce the absolute angular dependent neutron yield from the whole target. The measured neutron spectra were corrected for the measured time resolution of the system using the second derivative method [3].

## RESULTS

Fig. 3 - 5 show the spectra of neutrons emitted from the first lead block in the target (0-5 cm) at the three angles  $90^\circ$ ,  $30^\circ$  and  $150^\circ$ . In Fig. 3 our  $90^\circ$  spectrum is compared to recent results obtained at Los Alamos at an angle of  $112^\circ$  for 800 MeV protons incident on a thin (0.45 cm) lead target [4]. The Los Alamos spectrum has been normalized to give an integral number of neutrons per incident proton which is consistent with the data of Fraser et al. [5]. Even though the two spectra are not directly comparable there is an obvious similarity in shape. In general, all three differential neutron spectra

from the first lead block exhibit the well known two-component shape originating from contributions of *evaporation processes and direct cascade reactions* (the latter of which produces the broad shoulder around 50 MeV). As expected the high energy component is most pronounced for  $30^\circ$ , while its contribution in the  $150^\circ$  spectrum is small. One feature of the result of the first block of the 10 cm diameter target is the factor of two smaller fraction of evaporation neutrons in the  $30^\circ$  spectrum compared to  $90^\circ$  and  $150^\circ$ . A possible explanation for this observation might be connected with the two times longer path of neutrons in lead at  $30^\circ$ . This causes a higher probability of scattering of "low energy" neutrons out of the initial solid angle.

In Fig. 6 the angular distribution of the total neutron yield from the first lead block (all energies above 1.5 MeV) is shown. The observed anisotropy represents the combined effect from both spectrum components which partly cancel.

The dependence of  $90^\circ$  neutron spectra as a function of the proton penetration into the target is shown in Figs. 7 - 9. The most obvious observations from these results are:

1. The maximum neutron energies in the spectra decrease with increasing target depth.
2. The high energy component becomes less pronounced for greater depths into the target.

In Fig. 9 the sum of the  $90^\circ$  depth dependent spectra for the whole target is also presented. It is a reasonable approximation to take this spectrum as representing the average spectrum for all angles of emission with respect to the incident proton beam. On this basis 12.2 neutrons with a mean energy of 22.2 MeV are emitted from the whole target into all angles per incident proton.

The total neutron yield above 1.5 MeV observed at  $90^\circ$  is shown in Fig. 10 as a function of the distance into the target. It can be seen that the yield from distances greater than 30 cm is less than 1% of the total yield. The experimental results suggest that the total neutron yield decreases monotonically through the target. However, there is calculational evidence which indicates that the yield actually **peaks** at small distances from the front surface. This feature is indicated by the solid line drawn through the data points.

The target integrated  $90^\circ$  spectrum from Fig. 9 is compared to a recent calculation performed at KFA, Jülich [6] in Fig. 11. The calculational method is based on the 3-dimensional "High Energy Nucleon-Meson Transport Code, HETC" [7]. The results presented are from a preliminary calculation of the energy spectrum of neutrons emitted from the whole target (15 cm diam., 60 cm long) at all angles. Also included for comparison are the Los Alamos experimental results [4] presented in Fig. 3 and some theoretical predictions from the same laboratory reported by Fullwood et al. [8]. This latter calculation gives the neutron emission from a lead target of 15 cm diam., 30 cm long, for an incident proton energy of 800 MeV. The spectra are presented on a relative lethargy scale, so that the fraction of neutrons below or above a certain energy is represented by areas under the curves. They have been normalized so that the total areas under the curves represent the total neutron production at each energy, i. e. different areas for 600 and 800 MeV. On the basis of the respective n/p values [5], the areas for 800 MeV are 1.4 times larger than those for 600 MeV.

From the comparison in Fig.11 it is clear, despite the fact that the spectra are not directly comparable, that at the present time calculations are producing much softer spectra than those measured.

#### SUMMARY

The described experimental set-up provides a good means for detailed studies of medium energy (p,n) reactions. More careful studies of this type are necessary for a better understanding of the complex multistep spallation process. In addition to the results presented in this paper, more experimental data have been taken for absolute yields and spectra of neutrons produced by the bombardment of both lead and uranium targets with 590 MeV protons from the SIN cyclotron. Similar measurements at higher energies are presently being prepared, using 1.1 GeV protons from the SATURNE accelerator in Saclay, France. Although not of main interest to the present conference, it is worthwhile mentioning that secondary charged-particle yield and spectra measurements have also been performed with the described set-up. Those investigations will also be continued in the future.

The authors are indebted to Dr. W. Kluge and his group members, in particular DP U. Klein and Dr. H. Matthäy, for providing invaluable support during the initial phase of the experimental programme. The help of the SIN staff, especially Dr. W. Fischer and Dr. C. Tschalär is also gratefully acknowledged.

#### REFERENCES

1. R.A. Cecil, B.D. Anderson and R. Madey, Nucl. Instrum. Methods 161, 439 (1979)
2. R.M. Edelstein, J.S. Russ, R.C. Thatcher, M. Elfield, E.L. Miller, N.W. Reay, N.R. Stanton, M.A. Abolins, M.T. Lin, K.W. Edwards and D.R. Gill; Nucl. Instrum. Methods 100, 355 (1972)
3. H.W. Schmitt, W.E. Kiker and C.W. Williams, Phys. Rev. B 137, 837 (1965)
4. S.D. Howe, N.S.P. King, P.W. Lisowski and G.J. Russell, Contr. Int. Conf. on Nuclear Cross Sections for Technology, Knoxville, Oct. 1979
5. J.S. Fraser, R.E. Green, J.W. Hilborn, J.C.D. Milton, W.A. Gibson, E.E. Gross and A. Zucker, Phys. Canada 21 (2), 17 (1965); G.A. Bartholomew and P.R. Tunnicliffe (Eds.) AECL-2600 (Chalk River) (1966) p. VII, 12
6. D. Filges, P. Cloth, R.D. Neef and G. Sterzenbach, Contr. to Spallation, Source Meeting, Bad Königstein, FRG, 18-20 March, 1980
7. HETC - ORNL-4744 (Oak Ridge National Laboratory)
8. R.R. Fullwood, J.D. Cramer, R.A. Haarman, R.P. Forrest, Jr. and R.G. Schrandt, LA-4789 (Los Alamos Scientific Laboratory) (1972)

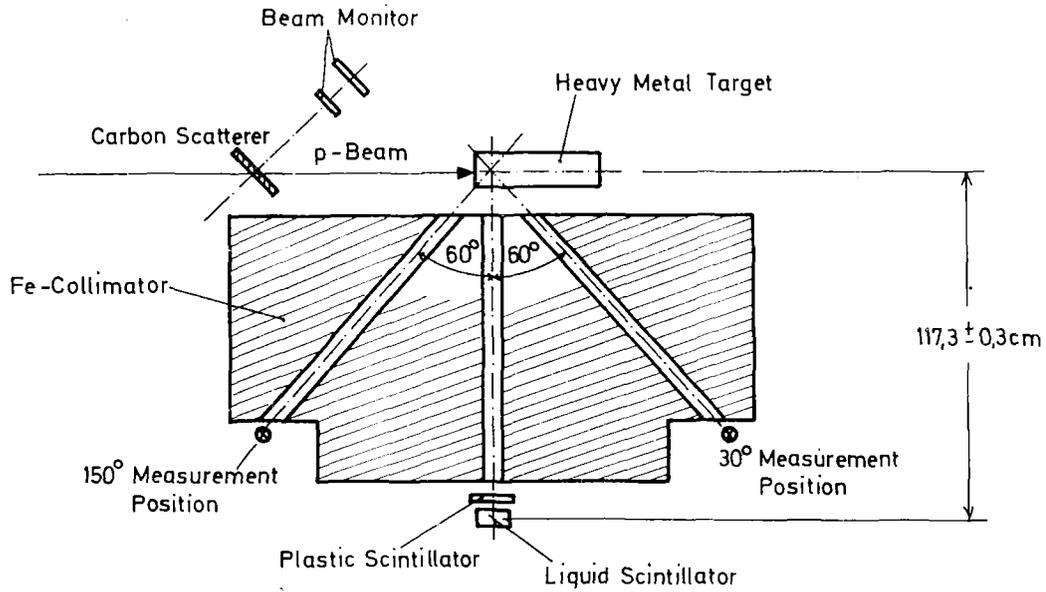


Figure 1 - Schematic diagram of the experimental arrangement for the SIN time-of-flight experiments

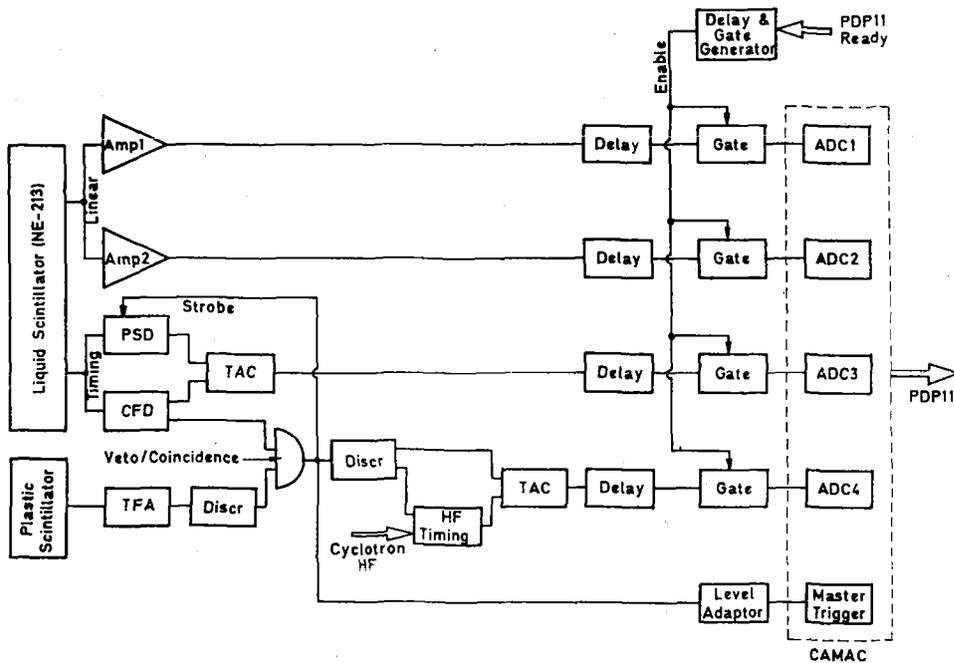


Figure 2 - Block diagram of the electronic system for the SIN time-of-flight experiments

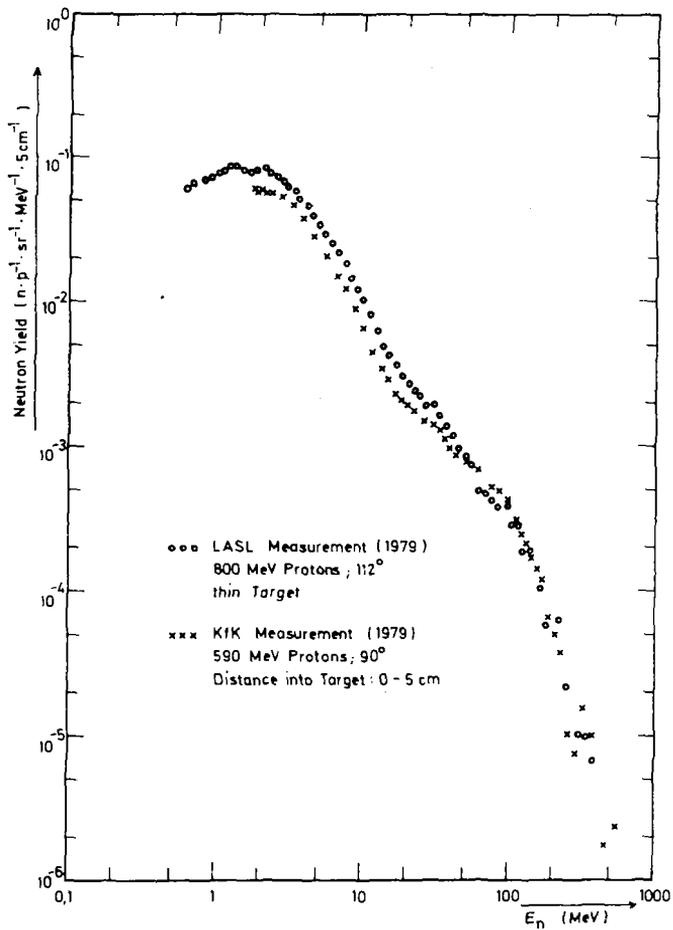


Figure 3 - Differential spectrum of neutrons emitted at 90° from the first 5 cm of the 10 cm diam. lead target for an incident proton energy of 590 MeV. The LASL spectrum was obtained at 112° for 800 MeV protons incident upon a thin lead target

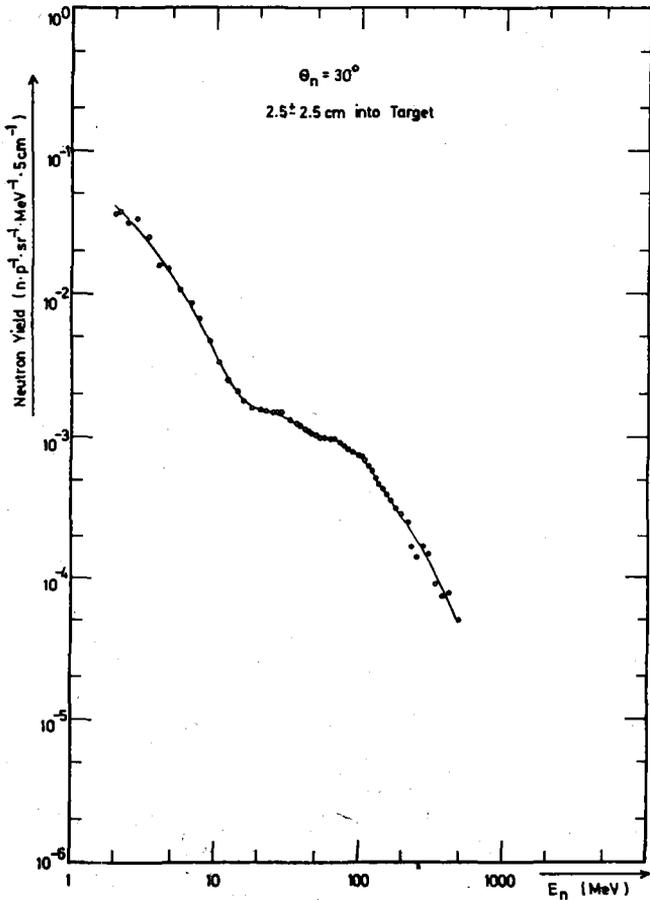


Figure 4 - Differential spectrum of neutrons emitted at  $30^\circ$  from the first 5 cm of the 10 cm diam. lead target for an incident proton energy of 590 MeV

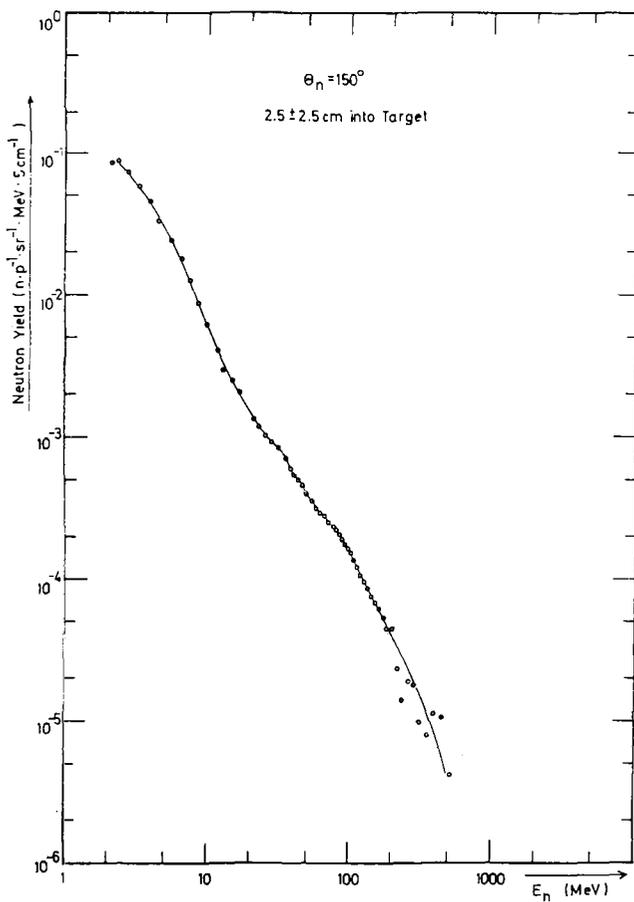


Figure 5 - Differential spectrum of neutrons emitted at  $150^\circ$  from the first 5 cm of the 10 cm diam. lead target for an incident proton energy of 590 MeV

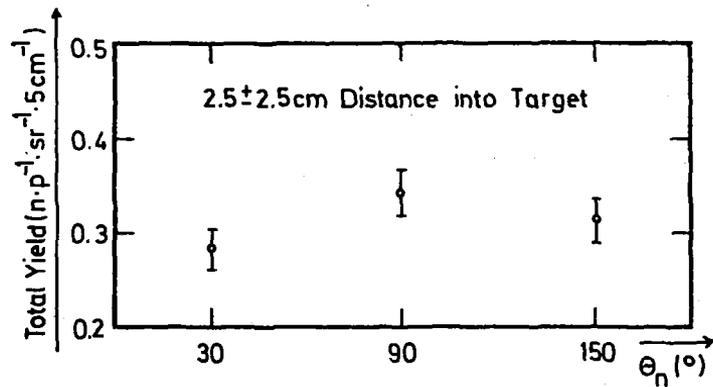


Figure 6 - Angular distribution of the neutron yield ( $E_n > 1.5$  MeV) from the first block of the lead target

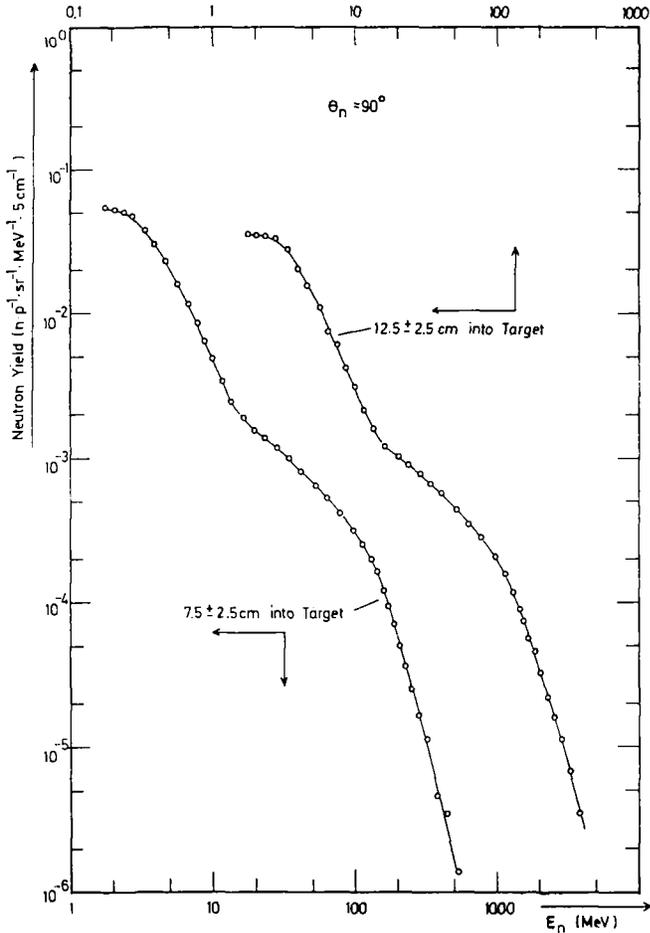


Figure 7 - Differential  $90^\circ$  neutron spectrum for the lead target depths of 7.5 and 12.5 cm

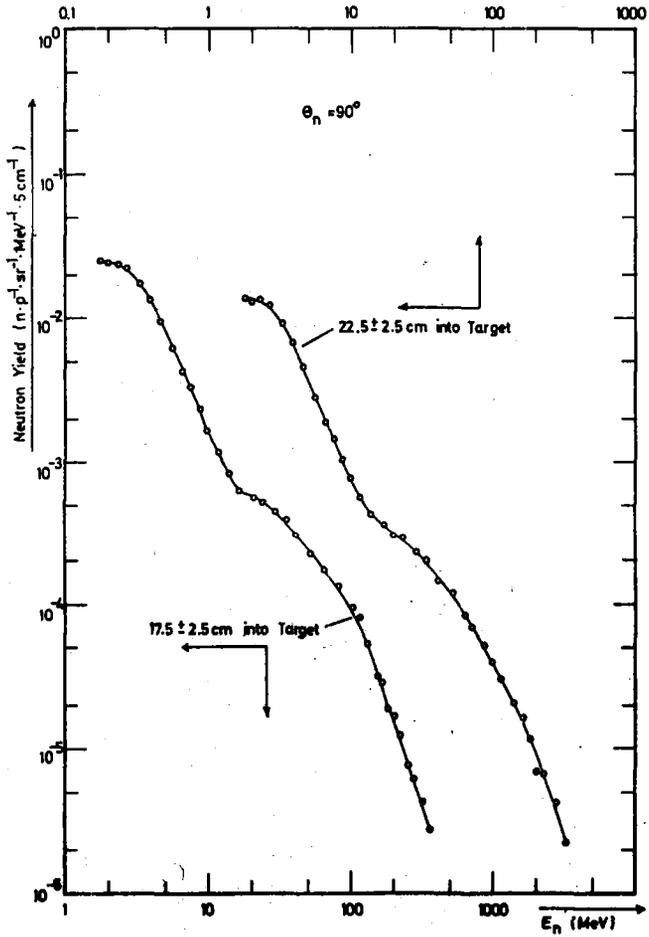


Figure 8 - Differential  $90^\circ$  neutron spectrum for lead target depths of 17.5 and 22.5 cm

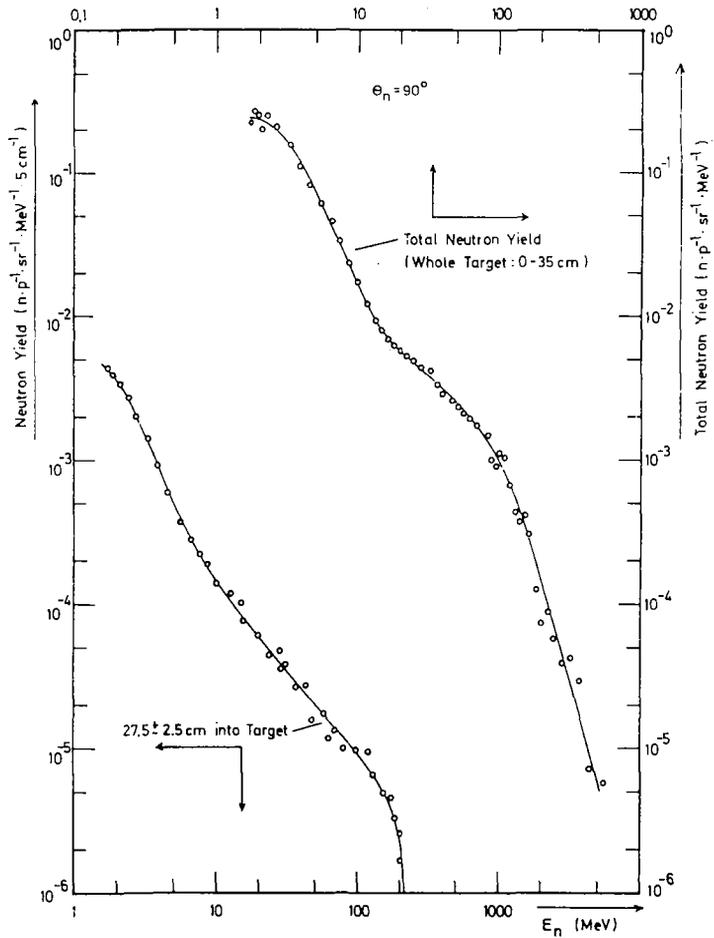


Figure 9 - Differential  $90^\circ$  neutron spectrum for a lead target depth of 27.5 cm and the spectrum of neutrons emitted at  $90^\circ$  integrated over the first 35 cm of the lead target

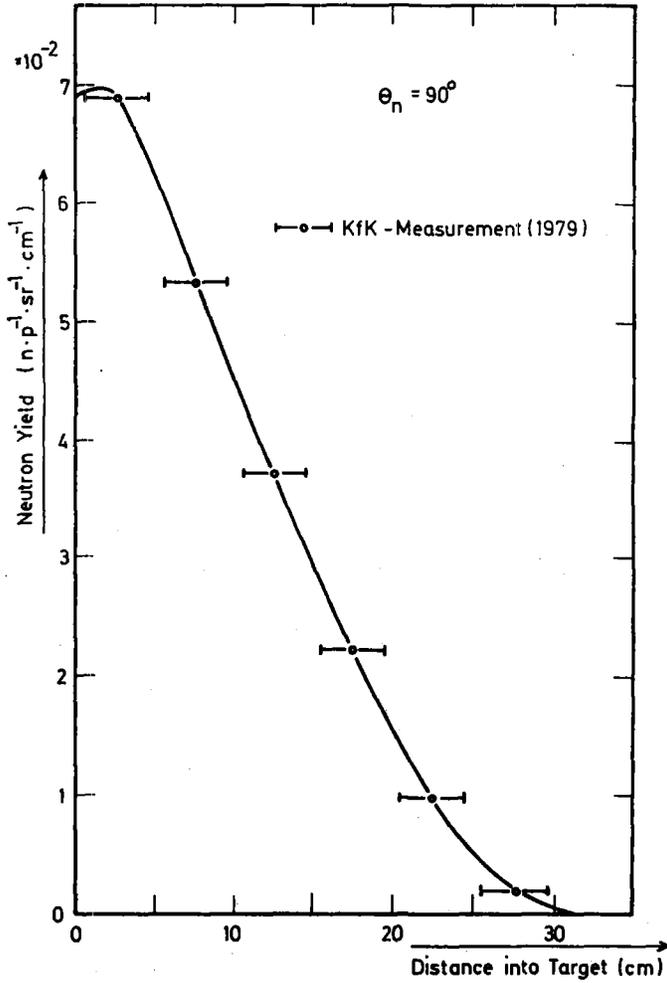


Figure 10 - Total neutron yield at  $90^\circ$  ( $E_n > 1.5$  MeV) as a function of proton penetration into the 10 cm diam. lead target

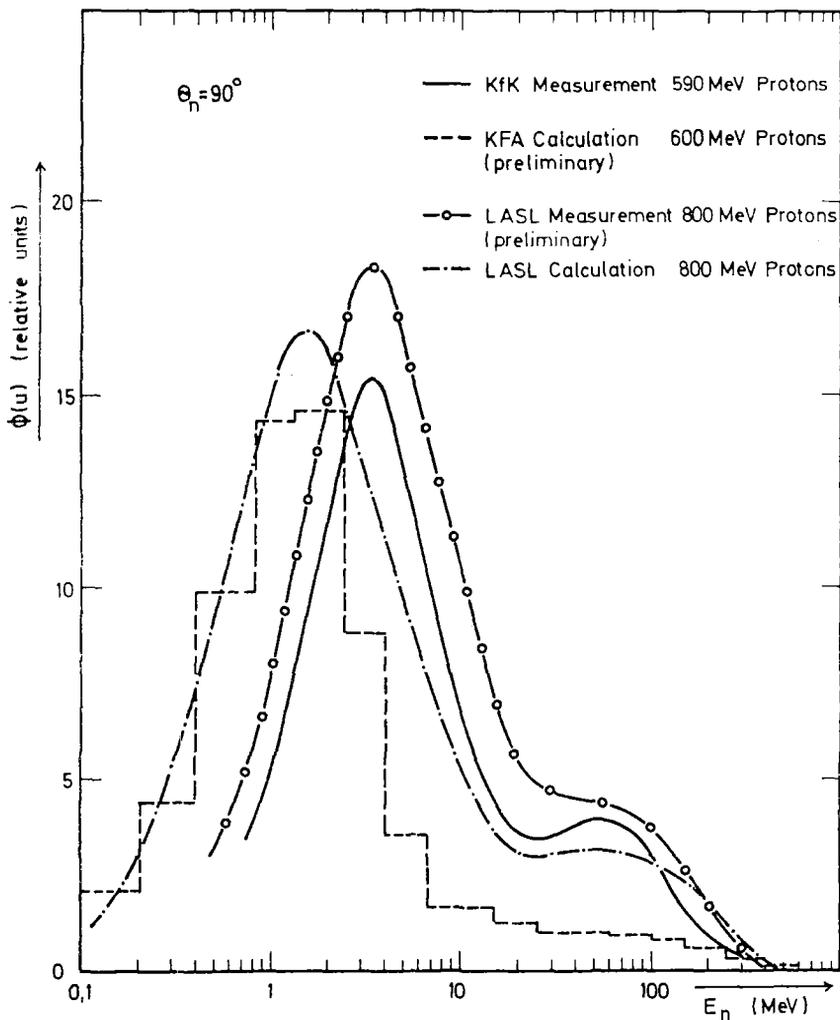


Figure 11 - Measured and calculated neutron spectra for lead targets normalized to respective n/p values (see text)

АПРОКСИМАЦИЯ УГЛОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ РАССЕЯННЫХ  
НЕЙТРОНОВ С УЧЕТОМ МОДЕЛЬНОЙ ИНФОРМАТИВНОСТИ

И. Е. Кашуба, А. А. Голубова

(ИЯИ АН УССР)

Предложен путь нахождения коэффициентов разложения угловых распределений рассеянных нейтронов по полиномам Лежандра, состоящий в первоначальной обработке экспериментальной информации по соответствующей модели, а затем в уточнении полученных коэффициентов разложения по данным эксперимента.

The way of determination of the expansion coefficients of neutron scattering angular distributions on Legendre polynoms is proposed. This way consists of primary treatment of experimental information on proper model and subsequent more accurate definition of obtained coefficients with the experimental data.

К настоящему времени накоплен значительный объем экспериментальной информации об угловых распределениях рассеянных нейтронов. Однако аппроксимация этих данных иногда оказывается недостаточно надежной, в частности, это касается вычисления коэффициентов разложений  $\alpha_L$  угловых распределений по полиномам Лежандра  $P_L(\cos\theta)$ , как функций угла рассеяния нейтронов  $\theta$ .

Помимо теоретических методов аппроксимации экспериментальных сечений рассеяния следует учитывать также модельные свойства процесса рассеяния, т.е. учитывать модельную информативность задачи при определении, например, коэффициентов разложения углового распределения

$$\sigma(\theta) = \sum_{L=0}^{L_{\text{max}}} \alpha_L P_L(\cos\theta). \quad (1)$$

Используемое в некоторых работах [1] разложение сечений рассеяния (упругого и неупругого) нейтронов по цилиндрическим функциям Бесселя вытекает из предсказаний дифракционной модели рассеяния, т.е. выбор базисных функций в (1) обусловлен механизмом процесса. Этим и объясняется тот факт, что число используемых функций Бесселя оказывается существенно меньшим, чем количество полиномов Лежандра при том же качестве аппроксимации исходных данных.

В прикладных задачах разложение по полиномам Лежандра име-

ет ряд преимуществ, поэтому мы ограничимся анализом разложения (I) и рассмотрим способы определения входящих в него коэффициентов, обеспечивающие их повышенную надежность.

Первый способ. Пусть элементы матрицы рассеяния для канала упругого рассеяния  $\alpha \equiv \{l, j\}$  есть

$$S_{\alpha, \alpha} = (1 - \omega_{\alpha, \alpha}) + i \lambda_{\alpha, \alpha}, \quad (2)$$

где  $\omega_{\alpha, \alpha}$  и  $\lambda_{\alpha, \alpha}$  вычисляются по оптической модели ядра [2].

Тогда

$$\begin{aligned} \alpha_L^{TEO} = & (4k_0)^{-2} \left\{ \sum_{\ell=0}^{\ell_{max}} \sum_{\ell'=\ell-\ell}^{\ell+\ell \leq \ell_{max}} \left\{ [(\ell+1)\lambda_{\ell}^{(+)} + \ell\lambda_{\ell}^{(-)}] \times \right. \right. \\ & \times [(\ell'+1)\lambda_{\ell'}^{(+)} + \ell'\lambda_{\ell'}^{(-)}] + [(\ell+1)\omega_{\ell}^{(+)} + \ell\omega_{\ell}^{(-)}] [(\ell'+1)\omega_{\ell'}^{(+)} + \ell'\omega_{\ell'}^{(-)}] \left. \right\} \times \\ & \times (\ell\ell'00|L0)^2 - \sum_{\ell=1}^{\ell_{max}} \sum_{\ell'=\ell-2}^{\ell+\ell \leq \ell_{max}} \left\{ (\omega_{\ell}^{(-)} - \omega_{\ell}^{(+)}) (\omega_{\ell'}^{(-)} - \omega_{\ell'}^{(+)}) + \right. \\ & \left. + (\lambda_{\ell}^{(-)} - \lambda_{\ell}^{(+)}) (\lambda_{\ell'}^{(-)} - \lambda_{\ell'}^{(+)}) \right\} \sqrt{\ell(\ell+1)\ell'(\ell'+1)} (\ell\ell'00|L0) \times \\ & \times (\ell\ell'-11|L0) + \frac{2}{2I_0+1} B_L \left. \right\}. \quad (3) \end{aligned}$$

Здесь знаки \* означают соответственно  $j = \ell \pm \frac{1}{2}$ ;  $B_L$  - вычисляемые по статистической теории ядерных реакций коэффициенты разложений по полиномам Лежандра сечений упругого рассеяния нейтронов через стадию составного ядра [3];  $I_0$  - спин основного состояния ядра мишени;  $k_0$  - волновое число налетающего нейтрона в системе центра масс.

Вычисленные по формуле (3) коэффициенты  $\alpha_L^{TEO}$  можно рассматривать как нулевое приближение при нахождении "истинных" коэффициентов  $\alpha_L^{MA}$  (модельная аппроксимация). При этом вариация  $\alpha_L^{TEO}$  в сочетании с требованием достичь лучшего описания экспериментального сечения рассеяния  $\sigma^{эксп}(\theta)$  дает нам требуемое решение задачи, т.е.  $\alpha_L^{MA}$ .

Второй способ. Пусть задано экспериментальное угловое сечение  $\sigma^{эксп}(\theta)$  в некотором угловом интервале  $(\theta_{min}, \theta_{max})$ . Используя оптическую модель ядра, можно путем варьирования параметров оптического потенциала добиться удовлетворительного описания  $\sigma^{эксп}(\theta)$  в этом угловом интервале. Затем вычис-

ленное сечение  $\sigma^{Teo}(\theta)$  можно разложить в ряд (I) в интервале углов ( $0 \div 180^\circ$ ) с использованием для этих целей произвольно большого числа угловых точек. Найденные таким образом коэффициенты  $\alpha_L^{OM}$  уточняются с помощью вариационной процедуры для лучшего согласия с  $\sigma^{эксн}(\theta)$ , что в конечном счете дает  $\alpha_L^{MA}$ .

Предложенная методика проверялась на примере реакции  $^{56}\text{Fe}(n,n)$  в интервале энергий нейтронов  $1,37 \leq E \leq 9$  МэВ. В качестве примера в табл. I приведены значения коэффициентов разложения  $\alpha_L^{(i)}$  ( $i = \text{МНК; ОМ; ТЕОР; МА}$ ) для энергии нейтронов  $E = 2,65$  МэВ, упруго рассеянных ядром  $^{56}\text{Fe}$  [4] [здесь  $\alpha_L^{\text{МНК}}$  - коэффициенты разложения (I), полученные методом наименьших квадратов для непосредственного описания  $\sigma^{эксн}(\theta)$ ].

Таблица I.

$\alpha_L^{(i)}$ б.з.р.н	L							
	0	1	2	3	4	5	6	7
МНК	0,181	0,291	0,325	0,381	0,129	0,111	0,003	0,031
ОМ	0,184	0,229	0,331	0,271	0,138	0,017	0,008	0,002
ТЕО	0,204	0,228	0,287	0,268	0,118	0,114	0,003	0,001
МА	0,183	0,251	0,315	0,295	0,129	0,015	0,003	0,001

Из табл. I видно, что между наборами коэффициентов имеется различие не только в численном значении, но и в относительной роли парциальных сечений. Вычисленные по формуле (I) сечения упругого рассеяния нейтронов с энергией 2,65 МэВ на ядре  $^{56}\text{Fe}$   $\sigma_{ee}^{SMY}(\theta)$  (табл. 2) с использованием данных табл. I указывают на действенность МНК в случае аппроксимации только в заданном интервале углов рассеяния и на его возможную ненадежность в общем случае вне интервала измерений углов. В то же время интегральное по углам сечение рассеяния (коэффициенты  $\alpha_0^{(i)}$ ) оказывается почти не зависящим от способа вычисления аппроксимирующей функции.

Таким образом, использование для целей аппроксимации только экспериментальной информации в неполном интервале изменения аргумента (в нашем случае угла рассеяния  $\theta$ ) без учета физического содержания рассматриваемого процесса - результат ненадежный, особенно в случае его экстраполяции. Поэтому обращение к модели - необходимое условие качественного и количественного аппроксимационного анализа.

Таблица 2.

$\theta$ град.	$\sigma_{\text{вкп.}}^{\text{барн}}(\theta)$	$\sigma_{\text{эл}}^{\text{внч.}}(\theta)$ , барн; вычислено по формуле (I)			
		$a_{\text{Л}}^{\text{МНК}}$	$a_{\text{Л}}^{\text{ОМ}}$	$a_{\text{Л}}^{\text{ТЕО}}$	$a_{\text{Л}}^{\text{МА}}$
0		1,452	1,181	1,122	1,193
30	0,720	0,722	0,673	0,666	0,691
40	0,443	0,427	0,427	0,436	0,439
50	0,218	0,220	0,229	0,251	0,234
60	0,101	0,099	0,104	0,133	0,105
70	0,047	0,048	0,049	0,083	0,050
80	0,047	0,046	0,046	0,081	0,048
90	0,068	0,068	0,068	0,103	0,073
100	0,089	0,089	0,092	0,127	0,099
110	0,100	0,100	0,106	0,139	0,112
120	0,108	0,108	0,108	0,137	0,109
130	0,114	0,114	0,104	0,125	0,097
140	0,100	0,100	0,103	0,112	0,082
180		-0,167	0,142	0,100	0,069

## Список литературы

1. S. Pearlstein.-Nucl. Sci. Eng., 1972, 49, p.162.
2. И. А. Корж, И. Е. Кашуба.-УФН, 1965, 10, с.586.
3. А. А. Голубова, И. Е. Кашуба.-УФН, 1976, 21, с.414.
4. K. Tsukada e. a. - Nucl. Phys., 1969, A 125, p. 641.

ОБЪЕМНЫЕ ИНТЕГРАЛЫ В ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ЯДРА  
И ИХ ИЗОТОПИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ

И.В.Кашуба, Т.А.Костык

(ИЯИ АН УССР)

В рамках переформулированной оптической модели вычислены значения объемных интегралов на нуклон  $(J/A)_v$  и  $(J/A)_w$  для энергии нейтронов 1,5 и 4 МэВ. Рассмотрена зависимость объемных интегралов от  $(N-Z)/A$ .

The volume integrals  $(J/A)_v$  and  $(J/A)_w$  per nucleon at neutron energies 1,5 and 4 MeV have been calculated in the frameworks of the reformulated optical model. The dependence of  $(J/A)_v$  and  $(J/A)_w$  upon  $(N-Z)/A$  has been examined.

Систематика параметров оптического потенциала ядра в настоящее время связывается как со структурными свойствами индивидуальных ядер, так и с глобальными свойствами ядерной материи. Установленная Гринлисом [1] связь между оптическим потенциалом  $V_{\text{опт}}(\vec{r})$  и плотностями ядерного вещества  $\rho_m(\vec{r})$ , протонов  $\rho_p(\vec{r})$ , нейтронов  $\rho_n(\vec{r})$  в ядре позволяет более надежно классифицировать возникающие при численном анализе дискретные неоднозначности в значениях параметров ядерного оптического потенциала [2], а также инициирует дополнительные исследования изотопической зависимости потенциала  $V_{\text{опт}}(\vec{r})$  от нуклонного состава ядра, энергии и сорта бомбардируемых частиц.

Следуя [1], можно определить эффективный потенциал взаимодействия ядра с массовым числом  $A_d$  и налетающей частицей массы  $A_i$  через волновую функцию основного состояния ядра мишени  $\psi(\xi)$  и оператор нуклон-нуклонного взаимодействия  $\hat{U}_{oi}$ , который содержит спиннезависимую часть  $U_d(\eta)$  и члены, зависящие от спина, изоспина взаимодействия ствующих частиц и их импульсов. Учет открытых каналов при этом обуславливает введение феноменологического мнимого потенциала  $W(\vec{r})$ , который в сумме с реальной частью  $V(\vec{r})$  определяет потенциал  $V_{\text{опт}}(\vec{r})$ .

Результаты такого анализа позволили установить соотношение

$$J_R = A_a A_i J_d, \quad (1)$$

где

$$J_R = -\int V_{opt}(\vec{r}) d\vec{r}; \quad J_d = -\int U_d(r) d\vec{r}. \quad (2)$$

Выбирая оптический потенциал в форме

$$-V_{opt}(r) = V_0 f(r) + iW_0 g(r) - V_{s0} \left(\frac{\hbar}{\mu_{nc}}\right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f(r) \hat{\sigma} \hat{z} \quad (3)$$

с форм-факторами

$$f(r) = \left\{ 1 + \exp[(r - R_v)/\alpha] \right\}^{-1}, \quad (4)$$

$$g(r) = \begin{cases} \exp[-(r - R_w)^2/\beta^2]; \\ 4 \left\{ 1 + \exp[(r - R_w)/\beta] \right\}^{-2} \exp[(r - R_w)/\beta], \end{cases} \quad (5)$$

$$(6)$$

получим для первого интеграла в (2) реальную  $J_v$  и мнимую  $J_w$  его части

$$J_v = \frac{4\pi}{k^3} V_0 \int_0^\infty f(\rho) \rho^2 d\rho; \quad J_w = \frac{4\pi}{k^3} W_0 \int_0^\infty g(\rho) \rho^2 d\rho, \quad (7)$$

Здесь  $\rho = kr$ ;  $k$  - волновое число налетающей частицы;  $R_i = r_{oi} A_a^{1/3}$ ;  $V_0, W_0, V_{s0}, \alpha, \beta, r_{ov}, r_{ow}$  - параметры.

В табл. I приведены значения объемных интегралов на нуклон для реальной  $(J/A)_v$  и мнимой  $(J/A)_w$  частей оптического потенциала с форм-факторами (4) и (5) для энергий нейтронов  $E_n = 1,5$  МэВ [2] и 4 МэВ [3].

В переформулированной оптической модели [1] изоспиновая зависимость  $(J/A)_v$  дается уравнением

$$(J/A)_v = J_d \pm \zeta J_d (N-Z)/A_a, \quad (8)$$

Таблица I

Значения объемных интегралов на нуклон при энергиях нейтронов  $E_n = 1,5$  и  $4$  МэВ

Ядро	$N-Z$ $A$	$E_n = 1,5$ МэВ		$E_n = 4$ МэВ	
		$(J/A)_v$	$(J/A)_w$	$(J/A)_v$	$(J/A)_w$
Na -23	0,0435	447,5	103,3		
Al -27	0,0370	445,4	74,07	492,9	105,8
P -31	0,0323	536,8	88,45		
Ti -48	0,0833	458,9	71,06	472,5	96,01
Fe -56	0,0714	437,5	44,60	455,1	82,01
Co -59	0,0847	465,1	43,83	446,1	89,32
Ni -58	0,0968			456,0	95,02
Zn -64	0,0625			457,3	88,17
Se -80	0,1500			439,0	79,11
Zr -90	0,1111			441,7	70,96
Nb -93	0,1183			435,5	73,47
Cd -114	0,1579			425,9	74,64
In -115	0,1478	438,4	53,09	424,2	68,09
Sn -118	0,1525			426,6	70,19
J -127	0,1654	422,2	57,66	425,7	60,81
Yb -173	0,1908	387,9	101,86		
Ta -181	0,1934	382,2	92,41	398,2	30,15
W -184	0,1957	401,1	123,34	408,4	59,98
Au -197	0,1980	414,9	51,34	404,6	46,60
Pb -208	0,2115			402,9	30,09
Bi -209	0,2054			404,3	41,61
Th -232	0,2241	387,8	57,77	402,7	38,57
U -235	0,2170	393,2	60,28		
U -238	0,2269	374,8	66,39	394,2	27,27

где  $J_d$  определяется одним из интегралов (2);  $\xi$  - константа; знаки "+" или "-" относятся соответственно к рассеянию протонов и нейтронов. Сопоставление значений величин  $J_d$  и  $\xi$  для  $E_n = 1,5$  и 4 МэВ с данными других авторов приведены в табл. 2, где указаны энергии нейтронов,  $J_d$ ,  $\xi$  и использованные форм-факторы оптического потенциала.

Таблица 2

$E_n$ , МэВ	$J_d$ , МэВ	$\xi$	Форм- факторы	Лите- рату- ра	Совместный анализ $(n,n)$ - и $(p,p)$ - реакция определяет $\xi = 0,96$ [6]. Из табл. 2 вид- но, что есть некоторая зависимость величин $J_d$ и $\xi$ от энергии $E_n$ , однако причина
1,5	490	0,91	(4),(5)		этой зависимости скорее всего кроется в непрерывной неоднозначности параметров или форм-факторов оптического потенциала $V_{\text{опт}}(\vec{r})$ . Доказательством этому могут быть расчеты работ [5] и [7], из которых следует, что из-за различия в параметрах $V_{\text{опт}}(\vec{r})$ расхождение в $(J/A)_v$ достигает 9%.
4,0	495	0,91	(4),(5)		
8,0	480	0,98	(4),(6)	[4]	
11,0	495±30	0,95	(4),(6)	[5]	

этой зависимости скорее всего кроется в непрерывной неоднозначности параметров или форм-факторов оптического потенциала  $V_{\text{опт}}(\vec{r})$ . Доказательством этому могут быть расчеты работ [5] и [7], из которых следует, что из-за различия в параметрах  $V_{\text{опт}}(\vec{r})$  расхождение в  $(J/A)_v$  достигает 9%.

Весьма интересным является факт слабой зависимости  $(J/A)_v$  для различных сортов взаимодействующих частиц [1, 8].

Мнимая часть оптического потенциала отражает структуру возбужденных состояний ядра. В связи с этим в поведении  $(J/A)_w$  должны наблюдаться особенности этой структуры, что и видно из приведенной таблицы для  $E_n = 1,5$  МэВ. В случае  $E_n = 4$  МэВ зависимость  $(J/A)_w$  от  $(N-Z)/A$  более плавная и может быть представлена в виде

$$(J/A)_w = 120 [1 - 3,02 (N-Z)/A] \text{ МэВ} \cdot \text{ф.м}^3.$$

В среднем наши результаты согласуются с оценкой  $(J/A)_w = 74 \pm 22 \text{ МэВ} \cdot \text{ф.м}^3$  работы [9]. Однако наши расчеты не показывают факт независимости  $(J/A)_w$  от структуры ядра.

Усреднение величины  $(J/A)_V$  по совокупности исследуемых ядер дает

$$\overline{(J/A)_V} = \begin{cases} 426 \text{ МэВ} \cdot \text{фш}^3 & \text{для } E_n = 1,5 \text{ МэВ;} \\ 431 \text{ МэВ} \cdot \text{фш}^3 & \text{для } E_n = 4,0 \text{ МэВ.} \end{cases}$$

Эти значения близки к величине  $\int u_d(r) d\vec{r} = 422 \text{ МэВ} \cdot \text{фш}^3$ , полученной из феноменологического анализа  $\alpha$ - $\alpha$  - рассеяния [ I ]. Следовательно, величину  $(J/A)_V$  можно рассматривать как некоторую константу, которая важна при решении вопроса об устранении дискретных неоднозначностей в параметрах оптического потенциала.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. G.W.Greenlee, G.J.Pyle, Y.C.Tang.-Phys.Rev., 1968, 171, N 4, p.1115.
2. И.А.Корж, И.Е.Кашуба, Б.Д.Козин, М.В.Пасечник.-Ядерная физика, 1968, 7, вып. 2, с.277.
3. И.Е.Кашуба, Б.Д.Козин.-УФН, 1968, 19, #1, с. 51.
4. B.Holmqvist, T.Wiedling.-Nucl.Phys., 1972, A188, p.24.
5. J.C.Ferrer e. a. -Nucl.Phys., 1977, A275, N 2, p.325.
6. J.C.Ferrer e, a. -Phys.Lett., 1976, 62B, p.399.
7. J.Rapaport e. a. -Nucl.Phys., 1979, A313, p.1.
8. D.L.Watson, G.Brown.-Nucl.Phys., 1978, A296, p.1.
9. S.Kailas, S.K.Gupta.-Phys.Lett., 1977, B71, N 2, p.271.

## КОЛЛЕКТИВНЫЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЯДРА-МИШЕНИ И НЕЙТРОННЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ ПРИ НИЗКИХ И СРЕДНИХ ЭНЕРГИЯХ

М.Б.Фёдоров  
( ИЛИ АН УССР )

Рассматриваются свойства оптического потенциала при низких и средних энергиях нейтронов. Анализируется роль коллективных состояний ядра-мишени в формировании мнимой части потенциала.

The properties of optical model potential at low and intermediate energies are examined. The role of collective target states in the formation of imaginary potential part is analysed.

В настоящее время накоплен большой объём информации о свойствах оптического потенциала ( ОП ), позволяющий с известным успехом использовать оптическую модель для расчёта нейтронных сечений в случае недостатка экспериментальных данных. Уточнение систематики усреднённых ( оптимальных ) параметров потенциала и изучение индивидуальной вариации параметров от ядра к ядру является объектами дальнейших исследований.

Наименее исследованы пока закономерности поведения мнимой части ОП в зависимости от массового числа  $A$  и энергии  $E$ , что отражает, по-видимому, несовершенство наших представлений о механизме образования составного ядра [1]. Имеется свидетельство в пользу того, что мнимая часть потенциала сферической оптической модели ( SOM ) при низких энергиях нейтронов значительно отличается от потенциала поглощения при более высоких энергиях [2,3,4]. В связи с этим обычно вводится формальная зависимость глубины поглощающего потенциала от энергии [5, 6 и др.], индивидуальная для каждого ядра. Одним из характерных примеров ограниченности оптической модели являются известные трудности, связанные с описанием нейтронных силовых функций.

Более совершенной является обобщённая оптическая модель ( OOM ), учитывающая связь каналов коллективной природы и позволяющая при этом рассчитать сечения прямого неупругого процесса. Кроме того, включение канала  $\beta$ , имеющего прямую связь с каналом  $\alpha$  упругого рассеяния, приводит к изменению параметров модели, в первую очередь мнимой части ОП. Действи-

тельно, используя формализм [7], легко показать, что при наличии такой связи вблизи резонансной энергии  $E_a$  ширина поглощения эквивалентной сферической модели  $\tilde{\Gamma}_a^{abs}$  может быть записана в виде

$$\tilde{\Gamma}_a^{abs} = \Gamma_a^{abs} + \nu_{ab}^2 \frac{\Gamma_6^P}{(E_6 - E)^2 + \Gamma_6^2/4} + \nu_{ab}^2 \frac{\Gamma_6^{abs}}{(E_6 - E)^2 + \Gamma_6^2/4}, \quad (1)$$

где  $\Gamma_i^{abs}$  обусловлена наличием мнимой части потенциала в соответствующем канале  $i=a, b$ ;  $\Gamma_i^P$  - одночастичная ширина;  $\nu_{ab}$  - элемент связи каналов (в случае, если канал  $b$  соответствует возбуждению вибрационного  $2_1^+$  уровня,  $\nu_{ab} \sim 3$  МэВ);  $\Gamma_6 = \Gamma_6^P + \Gamma_6^{abs}$ . Очевидно, что второй и третий члены в формуле (1) обусловлены соответственно возможностью прямого неупругого рассеяния через канал  $b$ , если он является открытым ( $\Gamma_6^P \neq 0$ ), и вероятностью перехода системы из канала  $b$  в состояние компаунд-ядра.

Из (1) видно, что с понижением энергии благодаря уменьшению  $\Gamma_6^P$  относительная роль коллективных каналов в формировании ширины поглощения  $\tilde{\Gamma}_a^{abs}$  увеличивается, что согласуется с практикой численных расчётов [8]. При условии  $\Gamma_6^P \ll \Gamma_6^{abs}$  в традиционном приближении

$$\tilde{\Gamma}_a^{abs} = \Gamma_a^{abs} = \Gamma_6^{abs} \quad (2)$$

формула (1) может быть представлена в виде

$$\tilde{\Gamma}_a^{abs} = \Gamma_6^{abs} \left[ 1 + \frac{\nu_{ab}^2}{(E_6 - E)^2 + \Gamma_6^{abs 2}/4} \right], \quad (3)$$

который ранее был получен в работе [9] на основе оболочечного подхода. Из (3) вытекают также условия, при котором коллективные  $2_1^+$  состояния играют заметную роль; для  $S$ -волны во входном канале это условие записывается, как [9]:

$$\xi = (22/\Gamma_6^{abs 2}) \gg 1. \quad (4)$$

В традиционном варианте ООМ  $\Gamma_6^{abs} \sim 10$  МэВ и  $\xi \sim 0,2$ , то есть связь коллективных каналов не играет определяющей роли в формировании мнимой части потенциала эквивалентной СОМ. Действительно, численные расчёты показывают, что для получения одинаковых значений подных сечений при переходе от СОМ к ООМ параметр  $W_3$  глубины мнимой части потенциала требуется уменьшать всего на 15-20% [2]. ООМ в её традиционном варианте имеет поэтому и некоторые принципиальные недостатки, присущие СОМ; в частности, по-прежнему необходимо вводить формальную зависимость параметра поглощения от энергии при

попытке описать сечения в широком энергетическом диапазоне [3].

Известно, что мнимая часть ОП обусловлена усреднённым эффектом не учитываемых явно каналов. В [7,10] показано, что корректный учёт влияния коллективных состояний ядра-мишени на потенциал поглощения приводит к ООМ, в которой параметры потенциала неодинаковы для различных каналов. Так, в приближении простейшей вибратонной модели прямая связь канала упругого рассеяния с многофононными каналами отсутствует и усреднённый эффект последних должен привести к однофононному варианту ООМ с преимущественным поглощением в коллективных каналах:

$$\Gamma_g^{abs} > \Gamma_a^{abs} \quad (5)$$

или соответственно

$$W_S^{(1)} > W_S^{(0)} \quad (5a)$$

Глубину мнимого потенциала  $W_S^{(0)}$  для канала упругого рассеяния можно оценить, исходя из практики расчётов сечений рассеяния по ООМ. Расчёты с выбором одинакового поглощения во всех каналах  $W_S^{(1)} = W_S^{(0)}$  показывают, что в двухфононной схеме расчёта [II] иногда требуются очень малые значения  $W_S$  ( $\sim 1$  МэВ) по сравнению с одноканальным вариантом ( $\sim 10$  МэВ). Переходя к однофононному приближению, можно предположить, что в схеме расчёта с  $W_S^{(1)} > W_S^{(0)}$  параметр  $W_S^{(0)}$  также должен быть мал. Поскольку при этом резонансы коллективных каналов расположены вблизи одночастичных резонансов соответствующих парциальных волн, сечения поглощения в области минимумов определяются главным образом малым параметром  $W_S^{(0)}$ , что приводит к углублению этих минимумов. Естественно, что выбор потенциала в соответствии с (5a) наиболее существенно влияет на сечения, вклад в которые даёт ограниченное число парциальных волн, то есть при низких энергиях.

В [7,12] показано, что при условии (5a) единым набором параметров удастся удовлетворительно описать общее поведение силовых функций для сферических ядер ( $40 \leq A \leq 150$ ), в частности, отразить положение минимума вблизи  $A=120$  для S-волновой силовой функции. Параметры ООМ, фиксированные при низких энергиях, приводят к удовлетворительному согласию с данными по полным сечениям и дифференциальным сечениям упругого

рассеяния нейтронов для ряда сферических ядер при энергии 2,9 МэВ [13]. При условии (5а) с использованием единого набора параметров удаётся описать энергетическую зависимость полных сечений изотопов никеля в широком диапазоне энергий, правильно отразив при этом глубину минимума вблизи 2 МэВ [14].

Выбор преимущественного поглощения в каналах, соответствующих возбуждению  $2_1$  + состояний ядра-мишени, предполагает большую вероятность процесса образования компаунд-ядра через промежуточную стадию одночастично-коллективной природы. Условие, при котором коллективные  $2_1$  + состояния играют заметную роль в формировании минимой части потенциала COM, должно записываться в этом случае, как

$$\frac{\sigma_{\text{пр}}}{\sigma_{\text{б}}} = \left( \frac{\Gamma_{\text{б}}^{\text{abs}}}{\Gamma_{\text{а}}^{\text{abs}}} \right) \left( \frac{22}{\Gamma_{\text{б}}^{\text{abs}}} \right)^2 \geq 1. \quad (4а)$$

и при большой величине  $\Gamma_{\text{б}}^{\text{abs}} / \Gamma_{\text{а}}^{\text{abs}}$  легко выполняется.

В пользу существенной роли одночастично-коллективных состояний при образовании составного ядра свидетельствуют экспериментальные данные работ [15,16], в которых обнаружено значительное усиление процесса возбуждения  $2_1$  + уровней нейтронами средних энергий для ядер с повышенными значениями параметров квадрупольной деформации. В рамках традиционного варианта COM такие результаты не находят исчерпывающего объяснения, и наиболее вероятно, что здесь проявляется большой относительный вклад одночастично-фонных состояний в полный потенциал поглощения, т.е. выполняется условие (5а).

Особый интерес представляют исследования с высоким энергетическим разрешением, позволяющие определять корреляцию парциальных ширин резонансов составного ядра относительно распада в канал упругого рассеяния и канал с возбуждением  $2_1$  + состояний, поскольку различным степеням корреляции соответствуют различные соотношения  $W_S^{(0)}$  и  $W_S^{(1)}$ . Так, уменьшение  $W_S^{(0)}$  означает повышение степени корреляции, которая является полной в предельном случае  $W_S^{(0)} \rightarrow 0$ , когда указанные парциальные ширины отличаются лишь нестатистическим множителем.

Выполнение условия (5а) не исключает возможной энергетической и изотопической зависимости параметров поглощения, в частности  $W_S^{(0)}$ . Но при этом следует ожидать, что в случае справедливости (5а) приближение  $W_S^{(0)} = \text{const}$  является более корректным по сравнению с традиционными вариантами моде-

ли, так как учитывает в явном виде те индивидуальные вариации поглощения, которые обусловлены коллективными свойствами конкретных ядер. Выяснение энергетической области применимости настоящего подхода требует дальнейшего сравнения расчётных результатов с экспериментальными данными.

Список литературы

1. Lynn J.E. - Proc. Conf. Lowell (Mass.), USA, 1976, v.2, p.827.
2. Бычков В.М. и др. - В кн.: Нейтронная физика. ч.1, Обнинск, 1974, с. 316. (ЦНИИАтоминформ).
3. Guenther P., Moldauer P., Smith A. - Proc. EANDC top.discus. JAERI-M5984. Tokyo, 1975, p.269.
4. Benzi V., Fabbri F., Reffo C. - Proc. EANDC top.discus. JAERI-M5984. Tokyo, 1975, p.83.
5. Newstead C.M., Cierjaks S. - Proc. EANDC top.discus. JAERI-M5984. Tokyo, 1975, p.230.
6. Lagrange Ch. - В кн.: Нейтронная физика, Ч.3. М., 1976, с.65. (ЦНИИАтоминформ).
7. Фёдоров М.Б. Спектротометрия нейтронов средних энергий. Киев, Наукова Думка, 1979.
8. Zijp E., Jonker C.G. - Nucl. Phys., 1974, A222, p.93.
9. Адамчук Ю.В., Сироткин В.К. Препринт ИАЗ-2560. М., 1975.
10. Фёдоров М.Б. Препринт КИЯИ-79-10. Киев, 1979.
11. Ефросинин В.П. и др. - Яд. физика, 1979, т.29, №3, с. 631.
12. Фёдоров М.Б. - В кн.: Нейтронная физика. Ч.2. М., 1977, с.125. (ЦНИИАтоминформ).
13. Фёдоров М.Б. Применимость обобщенной оптической модели с преимущественным поглощением в однофононных каналах при средних энергиях нейтронов, Материалы настоящей конференции.
14. Фёдоров М.Б. и др. Энергетическая зависимость полных нейтронных сечений изотопов никеля, Материалы настоящей конференции.
15. Конобеевский Е.С. и др. - Изв. АН СССР, сер. физ., 1974, т.38 №1, с. 149.
16. Говор Л.И. и др. - Ядерная физика, 1979, т.29, №6, с.1425.

ПРИМЕНИМОСТЬ ОБОБЩЕННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ С ПРЕИМУЩЕСТВЕННЫМ ПОГЛОЩЕНИЕМ В ОДНОФОНОННЫХ КАНАЛАХ ПРИ СРЕДНИХ ЭНЕРГИЯХ НЕЙТРОНОВ

М. Б. Фёдоров  
( ИЯИ АН УССР )

Экспериментальные сечения упругого рассеяния и полные нейтронные сечения при энергии 2,9 МэВ анализируются на основе обобщенной оптической модели с преимущественным поглощением в коллективных каналах. Обсуждается вопрос о применимости модели при средних энергиях. Оценивается вклад прямых процессов в сечения возбуждения  $2_1^+$  состояний.

Experimental elastic cross sections and total neutron cross sections at 2.9 MeV are analysed on the basis of generalized optical model with the preferable absorption in collective channels. The question about the model applicability at middle energies is discussed. The contribution of direct processes in the  $2_1^+$  states excitation cross sections is evaluated.

В работах [1,2,3] показано, что последовательный учёт влияния коллективных состояний ядра-мишени на минимум часть потенциала обобщенной оптической модели (ОМ) приводит к неодинаковым параметрам потенциала поглощения для различных каналов. В однофононном варианте модели параметр глубины  $W_5^{(i)}$  мнимой части потенциала для каналов с возбуждением  $2_1^+$  уровней превышает соответствующий параметр  $W_5^{(o)}$  для канала упругого рассеяния. Такой выбор  $W_5^{(i)}$  позволяет удовлетворительно описать совокупность экспериментальных данных при низких энергиях в области массовых чисел  $A=40-150$ , в частности глобальную зависимость нейтронных силовых функций сферических ядер от массового числа.

Введение преимущественного поглощения нейтронов в каналах коллективно-одночастичной природы обосновывается усредненным эффектом многофононных состояний, которые в приближении простой вибрационной модели не имеют прямой связи с каналом упругого рассеяния. Такое обоснование не исключает возможности энергетической зависимости параметров поглощения, в первую очередь  $W_5^{(o)}$ . Известно, что в модели Ферми-газа параметр  $W_5^{(o)}$  должен квадратично зависеть от превышения

энергии возбуждения составной системы над уровнем Ферми, если предположить, что соответствующий ему процесс поглощения связан с образованием промежуточных трёхквартичных состояний. Учёт оболочечных эффектов в распределении одночастичных уровней приводит к более сложной зависимости [4]. Поэтому применимость параметров модели, фиксированных при низких энергиях, в области средних энергий, при которых открыто несколько уровней ядра-книжки, не является очевидной. Выяснение области применимости предложенного варианта модели требует дальнейшего сравнения численных расчётов с экспериментальными данными.

При расчётах полных сечений и дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов с энергией 2,9 МэВ на ядрах  $Tl$ ,  $Cu$ ,  $^{50}Cu$ ,  $^{54}Cu$ ,  $^{54}Fe$ ,  $^{58}Ni$ ,  $^{60}Ni$ ,  $^{62}Ni$ ,  $^{64}Zn$ ,  $^{66}Zn$  использовался потенциал вида

$$\begin{aligned}
 -U^{(i)}(r) &= V_f(r, R, a) + 4i a_w W_s^{(i)} |df(r, R, a_w)/dr| + \\
 &+ V_{SO} (\hbar^2/r) |df(r, R, a)/dr| \vec{l} \vec{s}; \quad i=0,1; \\
 f(r, R, a) &= [1 + \exp(r-R)/a]^{-1}; \quad R = r_0 A^{1/3}; \\
 V &= V_0 - V_1 \alpha - V_2 E; \quad a = a_0 + a_1 \alpha
 \end{aligned}$$

с набором параметров, приводящих к удовлетворительному описанию усреднённой массовой зависимости силевых функций:  $V_0 = 52,46$  МэВ;  $V_1 = 29,2$  МэВ;  $V_2 = 0,24$ ;  $W_s^{(0)} = 2$  МэВ;  $W_s^{(1)} = 13$  МэВ;  $V_{SO} = 10$  МэВ;  $r_0 = 1,25$  фм;  $a_0 = 0,46$  фм;  $a_1 = 0,8$  фм;  $a_w = 0,47$  фм (введение зависимости параметра  $\alpha$  от  $\alpha = (N-Z)/A$  основано на результатах работ [5,6,7]). Параметры квадрупольной деформации брались из [8]. Сечения компаунд-упругого процесса определялись путём вычитания экспериментальных сечений неупругих взаимодействий из суммы расчётных сечений поглощения и прямого неупругого процесса.

Как и следовало ожидать в соответствии с [3], при использовании указанных параметров минимумы обобщённых коэффициентов прохождения получаются более глубокими по сравнению с предсказаниями сферической оптической модели (рис. 1). Из рис. 2 и 3 видно, что наблюдается удовлетворительное в целом согласие расчётных сечений с экспериментальными данными по полным нейтронным сечениям [9] и дифференциальным сечениям

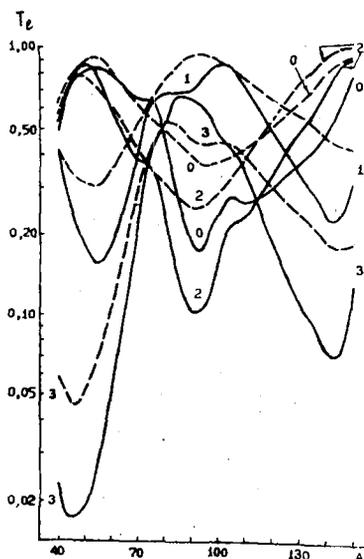


Рис.1. Зависимость коэффициентов прохождения  $T_e = [\ell T_{e\ell-1/2} + (\ell+1) T_{e\ell+1/2}] / (\ell\ell+1)$  от массового числа для  $\ell=0,1,2,3$  ( $E=2,9$  МэВ). Сплошные кривые—расчёт по ООМ (параметры приведены в тексте); штриховые кривые—расчёт по сферической модели с теми же параметрами, кроме  $W_S = 6$  МэВ

среднем составляет  $\sim 15\%$  (табл.), не отличаясь существенно для анализируемых ядер от оценок, проведенных ранее на основе

упругого рассеяния [10,11,12]. Для ряда угловых распределений имеющиеся расхождения могут быть объяснены наличием сильно выраженной энергетической структуры сечений, не сглаженной в результате разброса  $\Delta E \sim 100$  кэВ начальных энергий [9].

Расчитанный на основе ООМ с указанными выше парамет-

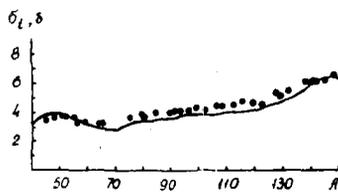


Рис.2. Зависимость полных нейтронных сечений от массового числа при энергии 2,9 МэВ. Точки—данные [9], кривая—расчёт по ООМ (параметры приведены в тексте)

рами вклад прямых процессов  $\sigma^N$  в полные сечения  $\sigma^{\beta}$  возбуждения  $2,^+$  уровней в

Ядро	$Ti$	$Cr$	$^{50}Cr$	$^{54}Cr$	$^{54}Fe$
$\sigma^N$ , мбарн	142,6	102,1	164,9	163,4	69,3
$(\sigma^N/\sigma^{\beta}) \cdot 100\%$	14,6	11,0	20,2	28,4	8,5

Ядро	$^{58}Ni$	$^{60}Ni$	$^{62}Ni$	$^{64}Zn$	$^{66}Zn$
$\sigma^N$ , мбарн	58,9	73,5	71,2	97,6	88,0
$(\sigma^N/\sigma^{\beta}) \cdot 100\%$	7,9	11,9	12,9	17,6	17,1

традиционного варианта ООМ [13,14] .

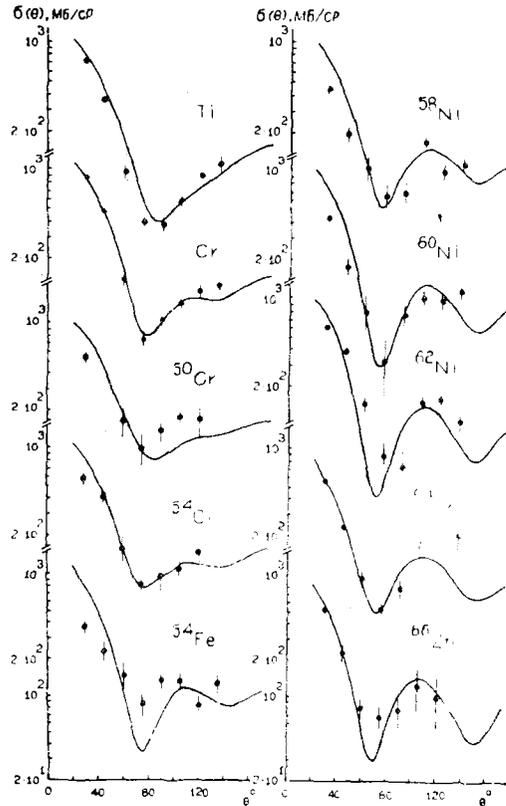


Рис.3. Сравнение теоретических и экспериментальных угловых распределений упругорассеянных нейтронов с энергией 2,9 МэВ. Точки - данные [10,11,12], кривые - расчёт по ООМ с приведенными в тексте параметрами

Настоящие расчёты свидетельствуют в пользу того, что при энергиях  $\sim 3$  МэВ экспериментальные данные по полным сечениям и сечениям упругого рассеяния для сферических ядер из области  $A=40-150$  не противоречат предположению [1] о высокой вероятности образования компаунд-ядра через промежуточные состояния типа фонон-частица.

### Список литературы

- I. Фёдоров М.Б.-В сб.: Нейтронная физика. (Материалы 4-й Всесоюз. конф. по нейтрон. физике, Киев, 1977). М., 1977, ч. I, с. 118.
2. Фёдоров М.Б. Спектрометрия нейтронов средних энергий. Киев, Наукова Думка, 1979.
3. Фёдоров М.Б. Препринт КИЯИ-79-10. Киев, 1979.
4. Адамчук П.В., Сироткин В.К. Препринт ИАЗ-2560. М., 1975.
5. Кашуба И.Е., Козин Б.Д.-УФЖ, 1968, т. 13, с. 51.
6. Пасечник М.В., Фёдоров М.Б., Яковенко Т.И.-УФЖ, 1975, т. 20, № 3, с. 388.
7. Немец О.Ф., Слясаренко Л.И., Токаревский В.В. Препринт КИЯИ-75-4. Киев, 1975.
8. Stelson P.H., Grodzins L. - Nucl. Data A, 1965, v. 1, p. 21.
9. Neutron cross sections, BNL-325. 2 ed., Suppl. 2, 1966.
10. Пасечник М.В., Фёдоров М.Б., Яковенко Т.И. и др.-УФЖ, 1969, т. 14, № 11, с. 1874.
11. Пасечник М.В., Фёдоров М.Б., Яковенко Т.И.-В сб.: Нейтронная физика. (Материалы Всесоюз. совещания, Киев, 1971). Киев, Наукова Думка, 1972, ч. I, с. 277.
12. Фёдоров М.Б., Яковенко Т.И.-В сб.: Нейтронная физика. (Материалы 2-й Всесоюз. конф. по нейтрон. физике, Киев, 1973). Обнинск, 1974, ч. 3, с. 56.
13. Секолов Л.С., Фёдоров М.Б., Корбецкий Е.В. и др.-УФЖ, 1973, т. 18, № 2, с. 263.
14. Фёдоров М.Б., Яковенко Т.И., Суравицкая Н.Т. и др.-УФЖ, 1975, т. 20, № 3, с. 384.

## ПОЛНЫЕ НЕЙТРОННЫЕ СЕЧЕНИЯ ИЗОТОПОВ МОЛИБДЕНА И ЦИРКОНИЯ ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

М.В.Пасечник, М.Б.Фёдоров, В.Д.Овдиенко,  
Г.А.Сметанин, Т.И.Яковенко  
( ИЯИ АН УССР )

Полные нейтронные сечения изотопов молибдена и циркония анализируются на основе различных вариантов оптической модели, удовлетворительно описывающих силовые функции при низких энергиях. Анализ произведен с целью выяснения области применимости указанных вариантов.

Total neutron cross sections for molybdenum and zirconium isotopes are analysed on the basis of the optical model versions describing low energy strength functions satisfactorily. The analysis is performed to find out the applicability field of the pointed versions.

Результаты анализа данных по нейтронным сечениям и силовым функциям на основе феноменологической оптической модели с фиксированными параметрами показывают, что эти данные в общем случае не могут быть удовлетворительно описаны в широком энергетическом диапазоне (от  $\sim 0,1$  МэВ до  $\sim 15$  МэВ) [1]. Несмотря на хорошие результаты, к которым приводит применение так называемых оптимальных параметров в области средних энергий [2], вопросы описания усредненных сечений при низких энергиях полностью не решены. В первую очередь проблема сводится к выяснению закономерностей поведения мнимой части нейтронного оптического потенциала в зависимости от энергии и массового числа. О необходимости более тщательного анализа механизма выбивания нейтрона из входного канала свидетельствует наличие целого ряда феноменологических подходов к проблеме.

Попытка отразить глубину минимумов силовой  $S$ -функции привела в работе [3] к выбору форм-фактора мнимой части оптического потенциала в виде узкой кривой Гаусса с увеличенным на  $C = 0,5$  фм радиусом по сравнению с радиусом действительной части потенциала. В работе [4] постулировалась зависимость поглощающего потенциала  $W_0(l)$  от орбитального момента нейтрона. Для правильного отражения глубины минимумов силовой  $p$ -функции

оказалось необходимым выбрать  $W_S(1) = 1,5$  МэВ. При выборе  $W_S(0) = 12$  МэВ необходимая глубина минимумов  $S$ -функции достигалась при значении параметра  $c = 0,3$  фм. Недостатком таких способов параметризации данных следует считать отсутствие убедительного физического обоснования.

К обнадеживающим результатам приводит использование обобщенного подхода [5], на основе которого получено удовлетворительное описание глобальной зависимости силовой  $S$ -функции от массового числа и изотопических эффектов в области  $A = 90 \div 142$  [6]. В работе [6] ширина поглощения одночастичных резонансов, обусловленная усредненным эффектом сложных компаунд-состояний, предполагалась одинаковой для входного канала и каналов с возбуждением  $2, \uparrow$  однофононных состояний. В этом смысле использованный подход эквивалентен обобщенной оптической модели в её традиционной форме, которая при параметризации данных в большом энергетическом диапазоне требует введения формальной зависимости мнимого потенциала от энергии, подбираемой для конкретных ядер индивидуально [1].

В работах [7,8,9] показано, что усредненный эффект двухфононных возбуждений ядра-мишени приводит к необходимости выбора преимущественного поглощения в коллективных каналах при использовании однофононного варианта обобщенной модели. Такой выбор параметров также углубляет минимумы силовых функций и позволяет описать изотопические эффекты [7].

Сравнение расчётов с экспериментальными силовыми функциями, имеющими большие ошибки, не даёт возможности отдать предпочтение какому-либо одному феноменологическому подходу как наиболее удовлетворительному, если учитывать качество описания данных и степень физической обоснованности подхода. Анализ применимости теории требует сравнения расчётов с расширенной совокупностью экспериментальных результатов; с этой точки зрения интерес представляют данные по полным сечениям при низких энергиях в области  $A = 90 \div 100$ , так как в этой области расчётные результаты чувствительны к выбору потенциала поглощения.

Нами исследовались полные сечения  $\sigma_t$  изотопов молибдена и циркония (экспериментальная методика описана в [10,11]). Использовались образцы из металлического Mo и оксидов  $ZrO_2$ .

изотопный состав которых приведен в табл. 1 и 2. Сечения вза-

Таблица 1

Изотопный состав (%) образцов молибдена

№ образца	$^{92}\text{Mo}$	$^{94}\text{Mo}$	$^{95}\text{Mo}$	$^{96}\text{Mo}$	$^{97}\text{Mo}$	$^{98}\text{Mo}$	$^{100}\text{Mo}$
1	92,2	1,32	1,57	1,44	0,70	2,09	0,68
2	0,39	0,73	94,9	2,26	0,61	0,84	0,27
3	1,52	1,22	1,74	2,08	2,12	4,33	86,99

Таблица 2

Изотопный состав (%) образцов циркония

№ образца	$^{90}\text{Zr}$	$^{91}\text{Zr}$	$^{92}\text{Zr}$	$^{94}\text{Zr}$	$^{96}\text{Zr}$
1	97,2	0,75	0,79	0,96	0,30
2	5,80	89,3	3,14	1,50	0,26
3	4,46	1,47	92,0	1,82	0,25
4	4,29	1,34	1,90	92,2	0,27

взаимодействия нейтронов с ядрами кислорода, использованные при определении  $\sigma_{\Sigma}$  для изотопов Zr, получались в результате исследования пропускания нейтронов слоями воды различной толщины. Эти сечения удовлетворительно согласуются с оценёнными данными [12].

Энергетическая зависимость полных сечений изотопов молибдена в диапазоне 0,42–3,05 МэВ, уточнённая по сравнению с [10], приведена на рис. 1. Наши сечения (светлые точки), полученные с разрешением  $\Delta E = 8,89 \cdot 10^{-2} E^{3/2}$  МэВ, удовлетворительно согласуются с результатами [13] (тёмные точки) и [14] (тонкая линия). Ошибки, указанные для  $^{95}\text{Mo}$ , в среднем одинаковы для всех изотопов. Расчёты по сферической оптической модели с параметрами [15] (гладкая кривая) свидетельствуют, по-видимому, о неприменимости в области низких энергий параметров, определённых при средних энергиях.

На рис. 2 массовая зависимость полных сечений сферических ядер ( $40 \leq A \leq 150$ ) при энергии 0,637 МэВ сравнивается с расчётами, выполненными на основе подходов, которые удовлетворительно описывают усреднённый ход нейтронных силовых функций. Кроме сечений изотопов Mo, полученных в настоящей работе

(тёмные точки) и [13] (квадратики), приведены сечения для изотопов Zr (полузатемнённые точки), измеренные нами при указанной энергии 0,637 МэВ, а также при 0,442, 0,507, 0,572 МэВ с использованием монохроматического пучка нейтронов (табл.3). Следует иметь в виду, что эти данные могут не

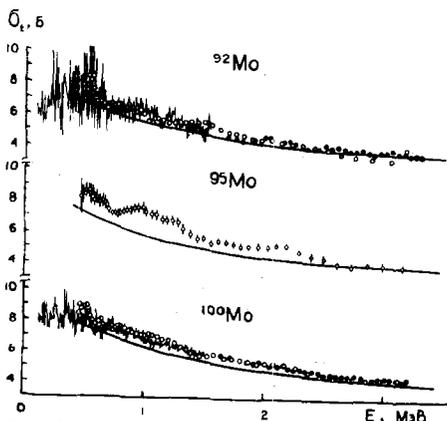


Рис.1. Энергетическая зависимость полных нейтронных сечений изотопов молибдена

энергетической структуры сечений, полностью не сглаживаемой в интервале усреднения 30 кэВ. Остальные сечения (светлые точки), приведенные на рис.2, взяты из [16] для иллюстрации общего хода их зависимости от массового числа.

Из рис.2 видно, что расчёты с потенциалом Молдауэра [3] (штриховая линия) занижают полные сечения в области  $3p$ -резонанса, а потенциал Сьерра-Туринского приводит к их завышенным значениям (штрих-пунктирная линия - вклад в  $\sigma_t$  парциальных волн с  $l=0, 1$ ). Сплошная кривая рассчитана по обобщённой оптической модели с преимущественным поглощением в однофоновых каналах (глубина мнимого потенциала для этих каналов 13 МэВ при глубине соот-

ветствующего потенциала во входном канале 2 МэВ). Остальные параметры имеют значения:  $V = 52,46 - 29,2(N-Z)/A - 0,3E$  МэВ (глубина действительной части потенциала в форме Вудса-Саксона);  $V_{50} = 10$  МэВ

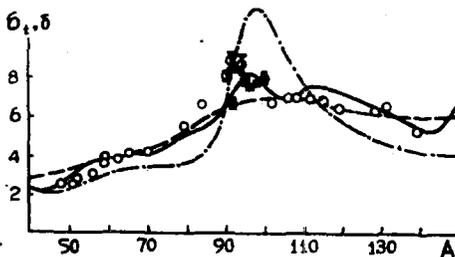


Рис.2. Зависимость полных нейтронных сечений от массового числа при энергии 0,637 МэВ

Таблица 3

Полные нейтронные сечения изотопов циркония (барн)

A	E, МэВ	0,442	0,507	0,572	0,637
90	9,98±1,29	7,34±0,65	8,45±0,23	8,07±0,17	
91	10,85±1,06	8,77±0,56	9,46±0,21	8,94±0,33	
92	12,74±1,70	8,79±0,57	9,52±0,20	8,48±0,11	
94	10,18±2,11	9,72±0,51	10,18±0,24	8,79±0,54	

(глубина спин-орбитального взаимодействия в форме Томаса);  $R = -1,25A^{1/3}$  фм (радиус, одинаковый для всех форм-факторов);  $\alpha = 0,46 + 0,8(N-Z)/A$  фм (диффузность действительной части потенциала и спин-орбитального форм-фактора);  $\alpha_w = 0,47$  фм (диффузность мнимого потенциала в форме производной от зависимости Вудса-Саксона). Использование параметров удовлетворительно описывает усреднённую массовую зависимость силовых функций; из рис.2 видно, что они позволяют при этом качественно правильно отразить значения полных сечений в области  $A=90-100$  при общем удовлетворительном согласии с экспериментальными данными для всей области сферических ядер ( $40 \leq A \leq 150$ ).

Список литературы

1. Guenther P. e. a. - In: Proc. EANDC top. discuss. JAERI-M5984. Токуо, 1975, p.269.
2. Glasgow D.W., Foster D.G. - Phys. Rev. C, 1971, v.3, № 2, p.604.
3. Moldauer P. - Nucl. Phys., 1963, v.47, № 1, p.65.
4. Sierra J.M., Turinsky P.J. - In: Proc. EANDC top. discuss. JAERI-M5984. Токуо, 1975, p.193.
5. Зарецкий Д.Ф. - В кн.: Нейтронная физика, ч.1, М., 1977, с. 123. (ЦНИИАтоминформ).
6. Адамчук П.В., Сироткин В.К. Препринт ИАЭ-2560, М., 1975.
7. Фёдоров М.Б. - В кн.: Нейтронная физика, ч.2, М., 1977, с.125. (ЦНИИАтоминформ).
8. Фёдоров М.Б. Спектрометрия нейтронов средних энергий. Киев, Наукова Думка, 1979.
9. Фёдоров М.Б. Препринт КИЯИ-79-10. Киев, 1979.
10. Овдиенко В.Д. и др. - Уфж, 1980, т.25, №4.
11. Фёдоров М.Б. и др. Энергетическая зависимость полных нейтронных сечений изотопов никеля, Материалы настоящей конференции.
12. Николаев М.Н. и др. - В кн.: Нейтронная физика, ч.4, М., 1977, с. 86. (ЦНИИАтоминформ).
13. Smith A.B. e. a. - Nucl. Phys. A, 1975, v.244, № 2, p.210.
14. Lambropoulos P. e. a. - Nucl. Phys., 1973, v.201A, p.1.
15. Пасечник М.В. Нейтронная физика. Киев, Наукова Думка, 1969.
16. Neutron cross sections. BNL-325. 2 ed., v.2, sup.2, 1966.

## ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛНЫХ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ИЗОТОПОВ НИКЕЛЯ

М.Б.Фёдоров, В.Д.Овдиенко, Г.А.Сметанин,  
Т.И.Яковенко  
( ИЯИ АН УССР )

С использованием метода времени пролёта измерены полные нейтронные сечения изотопов  $^{58,60}\text{Ni}$  в диапазоне энергий 0,42 - 3,05 МэВ. Экспериментальные результаты анализируются на основе обобщённой оптической модели (ОМ).

Total neutron cross sections for  $^{58,60}\text{Ni}$  isotopes are measured by time-of-flight method in the 0.42 - 3.05 MeV region. The experimental results are analysed on the generalized optical model basis (GOM).

Измерена энергетическая зависимость полных сечений взаимодействия нейтронов с чётно-чётными изотопами никеля  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{60}\text{Ni}$  в диапазоне 0,42 - 3,05 МэВ. Выбор объекта исследований определялся необходимостью получения соответствующих нейтронных констант для техники реакторостроения и возможность проверки применимости модельных теорий для описания экспериментальных данных в области низких и средних энергий.

Для получения полных сечений измерялось пропускание  $T$  нейтронов непрерывного спектра через исследуемые образцы с определением энергии методом времени пролёта. Источником нейтронов служила толстая бериллиевая мишень, бомбардируемая импульсным дейтронным пучком электростатического ускорителя ЭГ-5 ИЯИ АН УССР с энергией 3,1 МэВ. В качестве детектора использовался пластический сцинтиллятор, просматриваемый двумя фотоумножителями (ФЭУ-30 и ФЭУ-13), включёнными на совпадение. Сигналы ФЭУ-30 использовались для временного анализа событий, а ФЭУ-13 - для дополнительного отбора импульсов по амплитуде. Полное временное разрешение спектрометра, определённое по ширине пика от гамма-вспышки из мишени, составляло 6 нс.

Детектор располагался под углом  $122^\circ$  к направлению дейтронного пучка на расстоянии 189 см от бериллиевой мишени. Полученное при этом энергетическое разрешение равно  $\sim 30$  кэВ

при энергии нейтронов 0,5 МэВ и ~460 кэВ вблизи 3 МэВ.

Исследуемый образец помещался между источником нейтронов и детектором на расстоянии 73 см от мишени. При такой геометрии доля нейтронов, рассеянных в детектор, была незначительной, а соответствующие поправки намного меньше ошибок эксперимента. Использовались металлические образцы с высокой степенью обогащения исследуемым изотопом (табл. 1).

Таблица 1

Содержание изотопов никеля в исследуемых образцах (%)

№ образца	$^{58}\text{Ni}$	$^{60}\text{Ni}$	$^{62}\text{Ni}$	$^{64}\text{Ni}$
1	99,7	0,1	0,1	0,1
2	1,2	98,2	0,2	0,4

Механическая установка и смена образцов осуществлялись автоматическим устройством, которое обеспечивало время экспозиции ~2 мин при последовательных измерениях временных распределений импульсов прямого пучка, пропускания и фона в одном цикле. Для каждого типа экспозиции при этом производилось подключение соответствующей группы каналов многоканального анализатора, измерение времени экспозиции, а также блокировка всех регистрирующих систем на случай обоя пучка электростатического ускорителя. При многократном повторении циклов спектры одного типа суммировались и по достижении заданного числа отсчетов монитора - длинного счётчика использовались для получения сечений.

Полные нейтронные сечения, усреднённые в пределах энергетического разрешения, определялись в приближении

$$\langle \sigma_t \rangle \approx (nh)^{-1} \ln(1/T), \quad (1)$$

где  $n$  - концентрация ядер никеля в образце;  $h$  - геометрическая протяжённость цилиндрического образца в направлении источник - детектор. Соотношение (1) является корректным для тонких образцов и при условии достаточного постоянства  $\sigma_t$  в пределах интервала усреднения

$$(nh)^2 \langle (\sigma_t - \langle \sigma_t \rangle)^2 \rangle / 2 \ll 1.$$

Для проверки применимости приближения (1) в данном конкретном случае при использованных значениях  $nh \sim 0,1 \text{ барн}^{-1}$  были проведены контрольные измерения  $T$  для образцов различ-

ной толщины и фиксированных энергий 0,442, 0,507, 0,572 и 0,637 МэВ. Нейтроны в контрольных измерениях получались из реакции  $T(p,n)$ ; разброс энергий при этом, равный  $\sim 30$  кэВ, задавался толщиной титан-третиевой мишени и указанным выше углом вылета. Для нахождения сечений применялось более высокое приближение

$$T_i \approx \left[ 1 + (nh)_i^2 \langle (\sigma_t - \langle \sigma_t \rangle)^2 \rangle / 2 \right] \exp[-(nh)_i \langle \sigma_t \rangle], \quad (2)$$

в соответствии с которым находились значения  $\langle \sigma_t \rangle$  и  $\langle (\sigma_t - \langle \sigma_t \rangle)^2 \rangle$ , обеспечивавшие минимум

$$\chi^2 = (1/N) \sum_{i=1}^N [(T_i^T - T_i^Э) / \Delta T_i^Э]^2,$$

где  $T_i^T$  и  $T_i^Э$  - соответственно вычисленные и полученные в опыте значения пропусканий для  $l$ -го образца;  $N$  - число образцов различной толщины.

Сечения, определенные при фиксированных энергиях, оказались совпадающими в пределах экспериментальных ошибок с сечениями, измеренными на непрерывном пучке (в дальнейшем под  $\sigma_t$  подразумевается усредненные сечения  $\langle \sigma_t \rangle$ ).

Наши данные удовлетворительно согласуются с данными для  $^{60}\text{Ni}$  [I] при всех энергиях и с данными для  $^{58}\text{Ni}$ , имеющимися в области  $\leq 0,651$  МэВ [I] (при сравнении сечений из [I] усреднялись в соответствующих энергетических интервалах).

Полные сечения  $\sigma_t$  изотопов  $^{58,60}\text{Ni}$ , полученные в настоящей работе, приведены на рисунке. На этом же рисунке изображена энергетическая зависимость  $\sigma_t$  для естественного никеля, рассчитанная исходя из сечений для  $^{58,60}\text{Ni}$  в предположении, что сечения мало распространенных изотопов  $^{61}\text{Ni}$  (1,19%),  $^{62}\text{Ni}$  (3,66%),  $^{64}\text{Ni}$  (1,11%) близки к  $\sigma_t$  для  $^{60}\text{Ni}$ . Эта зависимость сравнивается с кривой из работы [2], которая описывает рекомендованные значения  $\sigma_t$  с точностью в несколько процентов и получена на основе обобщенного варианта ООМ с формальной зависимостью параметра поглощения от энергии. Указанные на рисунке ошибки определялись как среднеквадратичный разброс результатов ряда измерений. В области энергий  $\geq 0,7$  МэВ они составляют  $\sim 5\%$  и возрастают до  $\sim 10\%$  в низкоэнергетической области из-за менее благоприятных фоновых условий.

Экспериментальные результаты по полным сечениям изотопов  $^{58,60}\text{Ni}$  в указанном диапазоне энергий использовались

для исследования энергетической области применимости ООМ в однофононном варианте с преимущественным поглощением в каналах, соответствующих возбуждению коллективных  $2_1^+$  уровней [3]. Интерес к этому вопросу вызван также тем обстоятельством, что сферическая оптическая модель с параметрами, фиксированными при высоких энергиях, не пригодна для энергий меньше  $\sim 3$  МэВ [4].

При расчётах использовался потенциал вида

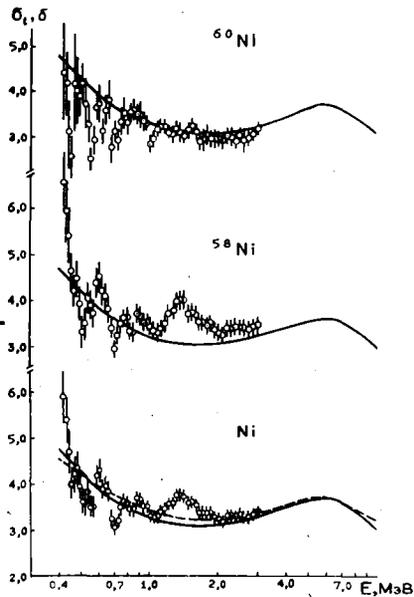
$$-U^{(i)}(r) = (V_0 - V_1 \alpha - V_2 E) f(r, R, a) + 4i a_w W_5^{(i)} \times |df(r, R, a_w)/dr| + V_{50} (\lambda_{\pi}^2 / r) \times |df(r, R, a)/dr| \bar{t} \bar{\sigma},$$

$$f(r, R, a) = [1 + \exp(r-R)/a]^{-1},$$

$$R = r_0 A^{1/3}$$

с набором параметров, приводящих к удовлетворительному согласию теоретических и экспериментальных  $S$ -силовых функций (табл. 2):  $V_0 = 51,7$  МэВ;  $V_1 = 29,2$  МэВ;  $V_2 = 0,3$ ;  $W_5^{(0)} = 3$  МэВ;  $W_5^{(1)} = 13$  МэВ;  $V_{50} = 10$  МэВ;  $r_0 = 1,25$  фм;  $a = 0,51$  фм;  $a_w = 0,55$  фм; параметры квадрупольной деформации брались из [6]. Индексом  $i$  обозначены нульфононные ( $i = 0$ ) и однофононные ( $i = 1$ ) каналы.

Как видно из рисунка, обобщённая мо-



Энергетическая зависимость полных нейтронных сечений изотопов никеля. Точки - экспериментальные данные настоящей работы; сплошные кривые - расчёт по ООМ с приведёнными в тексте параметрами; штриховая кривая - расчёт по ООМ из [2]

Таблица 2

Экспериментальные [5] и теоретические силовые функции, рассчитанные при энергии 0,4 МэВ

Изотоп	Эксперимент	Теория
$^{58}\text{Ni}$	$(3,1 \pm 0,8) \cdot 10^{-4}$	$3,15 \cdot 10^{-4}$
$^{60}\text{Ni}$	$(2,4 \pm 0,6) \cdot 10^{-4}$	$2,85 \cdot 10^{-4}$

дель с указанными фиксированными параметрами удовлетворительно описывает усреднённую энергетическую зависимость полных сечений изотопов  $^{58,60}\text{Ni}$  в довольно широкой области энергий и не приводит к существенным расхождениям с кривой [2]. Однако при энергиях  $\geq 6$  МэВ сумма расчётных сечений поглощения и прямого неупругого рассеяния на  $\sim 20\%$  меньше имеющихся в литературе экспериментальных и оценённых данных по сечениям неупругих взаимодействий для естественного никеля. Это обстоятельство свидетельствует, по-видимому, о необходимости использования в области повышенных энергий более глубокого минимого потенциала или введения потенциала с объёмным поглощением.

#### Список литературы

1. MacGregor M.H. et al. Neutron-induced interactions: tabulated experimental data, UCRL-50400. Lawrence Livermore Lab., 1976, v.10, Rev. 1.
2. Guenther P. et al. - In: Proc. EANDC top. discuss. JAERI - M5984, Tokyo, 1975, p.269.
3. Тёдоров М.Б. - В кн.: Нейтронная физика, ч.2, М., 1977, с. 125. (ЦНИИАтоминформ).
4. Бичков В.М. и др. - В кн.: Нейтронная физика, ч. 1, М., 1976, с. 160. (ЦНИИАтоминформ).
5. Mughabghab S.P., Garber D.I. Neutron cross sections, v.1. Resonance parameters, BNL-325. 3<sup>rd</sup> ed., 1973.
6. Stelson P.H., Grodzins L. - Nucl. Data A, 1965, v.1, p.21.

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ УПРУГО-И НЕУПРУГОРАССЕЯННЫХ НЕЙТРОНОВ  
С ЭНЕРГИЯМИ 5, 6 И 7 МэВ ЯДРАМИ  $^{58,60,62,64}\text{Ni}$

И.А.Корж, В.П.Луцев, В.А.Мищенко, Э.Н.Можжухин,  
М.В.Пасечник, Н.М.Правдивый

(ИЯИ АН УССР)

Дифференциальные сечения упругого и неупругого с возбуждением первых уровней рассеяний нейтронов изотопами  $^{58,60,62,64}\text{Ni}$  измерены при энергиях нейтронов 5,0; 6,0 и 7,0 МэВ методом времени пролета. Экспериментальные результаты проанализированы в рамках оптико-статистической модели и метода связанных каналов.

Differential cross sections of neutron elastic and inelastic at excitations of the first levels scattering on the isotopes  $^{58,60,62,64}\text{Ni}$  are measured at the energies 5.0, 6.0 and 7.0 MeV by time-of-flight method. The experimental results are interpreted in terms of optical-statistical model and coupled-channels method.

Несмотря на интерес с физической точки зрения и важность с практической, рассеяние нейтронов в изучаемой нами области энергий изотопами никеля мало изучено как экспериментально (из-за технических трудностей), так и теоретически (из-за сложности механизма взаимодействия), что и стимулировало постановку настоящей работы.

Результаты исследований дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяний нейтронов с энергией 5,0 МэВ изотопами  $^{58,60,62,64}\text{Ni}$  вместе с методикой эксперимента и теоретическим анализом их приведены в работе [1]. В настоящей работе приведены экспериментальные результаты и их теоретический анализ для тех же процессов на изотопах  $^{58,60,64}\text{Ni}$  при энергиях нейтронов 6,0 и 7,0 МэВ.

#### Методика эксперимента

Измерения спектров рассеянных нейтронов проведены методом времени пролета под  $\Pi$  углами в диапазоне  $20-150^\circ$  на импульсном ускорителе ЭГ-5 [2]. Нейтроны с энергиями  $5,0 \pm 0,17$ ;  $6,0 \pm 0,14$  МэВ и  $7,0 \pm 0,12$  МэВ получались из  $\text{Ti-D}$ - мишени в реакции  $\text{D}(d,n)^3\text{He}$ . Методика эксперимента описана в работах [1,3].

В измерениях использованы рассеиватели высокого (>93%) изотопного обогащения в форме цилиндров: из порошков окислов в контейнерах при энергии 5,0 МэВ и из прессованных порошков металлов диаметром 2,0 см, высотой 2,0–3,0 см и массой 34–66 г при энергиях 6,0 и 7,0 МэВ.

### Результаты измерений

По измеренным времяпролетным спектрам определены дифференциальные сечения упругого рассеяния нормировкой к измерениям потоков нейтронов под  $0^\circ$  и неупругого рассеяния с возбуждением первых уровней  $2^+$  исследуемых изотопов нормировкой к хорошо известным сечениям рассеяния нейтронов водородом.

В измеренные сечения рассеяний введены необходимые поправки на анизотропию выхода нейтронов из мишени (4–11%), на ослабление потока нейтронов в образце (10–33%), а в сечения упругого рассеяния – также поправки на многократное рассеяние нейтронов в образце (до 34% в минимумах) и на угловое разрешение эксперимента (до 27% в минимумах).

Полученные экспериментальные результаты представлены на рис. 1 и 2. Приведенные ошибки являются полными и включают в себя ошибки измерений, ошибки нормировок и ошибки введения поправок. Они составляют от 3 до 10% (в минимумах) для сечений упругого рассеяния и от 4 до 9% (кроме 3 передних углов) для сечений неупругого рассеяния.

В литературе отсутствуют данные измерений при исследуемых энергиях на изотопах никеля. Однако результаты измерений при промежуточных энергиях 5,58 МэВ для  $^{58}\text{Ni}$  и  $^{60}\text{Ni}$  [4] и 6,44 МэВ для  $^{60}\text{Ni}$  [5] в общем коррелируют с нашими данными.

### Теоретический анализ

На рис. 1 и 2 для сопоставления с экспериментальными результатами приведены результаты вычислений по оптико-статистической модели и методу связанных каналов.

Сечения потенциального упругого рассеяния и коэффициенты проходимостей для расчетов по статистической теории вычислены по оптической модели со сферическим потенциалом [6] и набором его усредненных параметров [7]. Проведены также подгонки к экспериментальным сечениям упругого рассеяния с вариацией параметров  $V_0$ ,  $W_0$  и  $a$ , в результате которых получены значения оптимальных параметров потенциала (см. табл.).

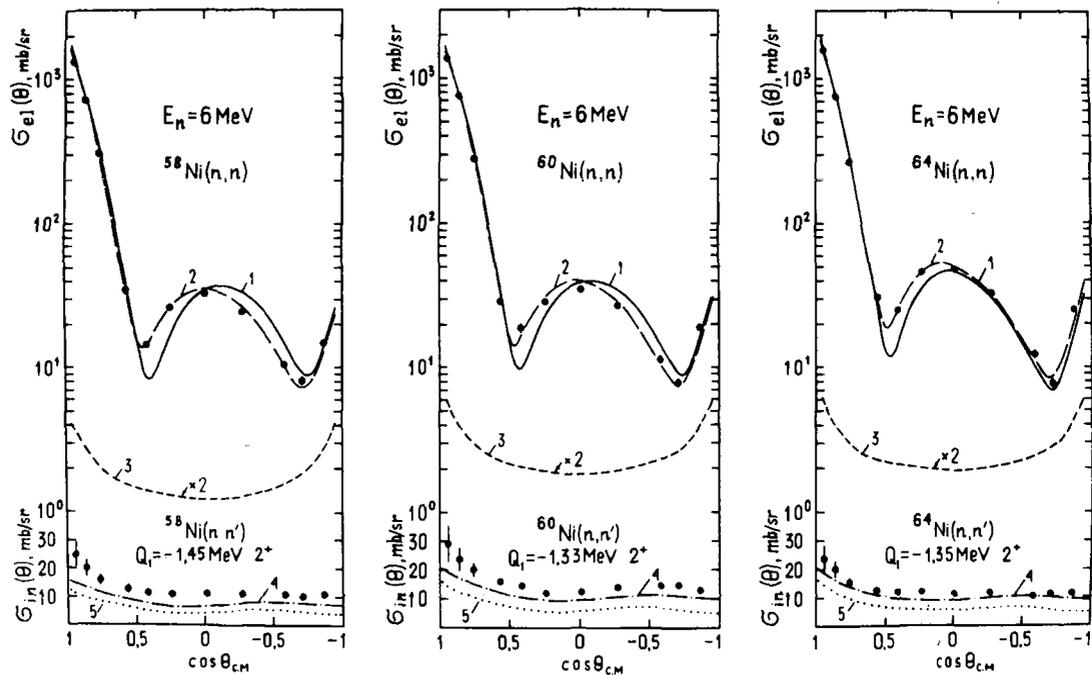


Рис.1. Сравнение экспериментальных данных по дифференциальным сечениям упругого и неупругого рассеяний нейтронов с энергией 6,0 МэВ четными изотопами никеля (точки) с теоретическими расчетами (кривые): 1 - сечения упругого рассеяния, вычисленные по оптической модели с усредненными параметрами; 2 - то же, но с оптимальными параметрами; 3 - сечения упругого рассеяния через составное ядро; 4 - суммарные сечения неупругого рассеяния, вычисленные по статистической теории и методу связанных каналов; 5 - сечения прямого неупругого рассеяния, вычисленные по методу связанных каналов

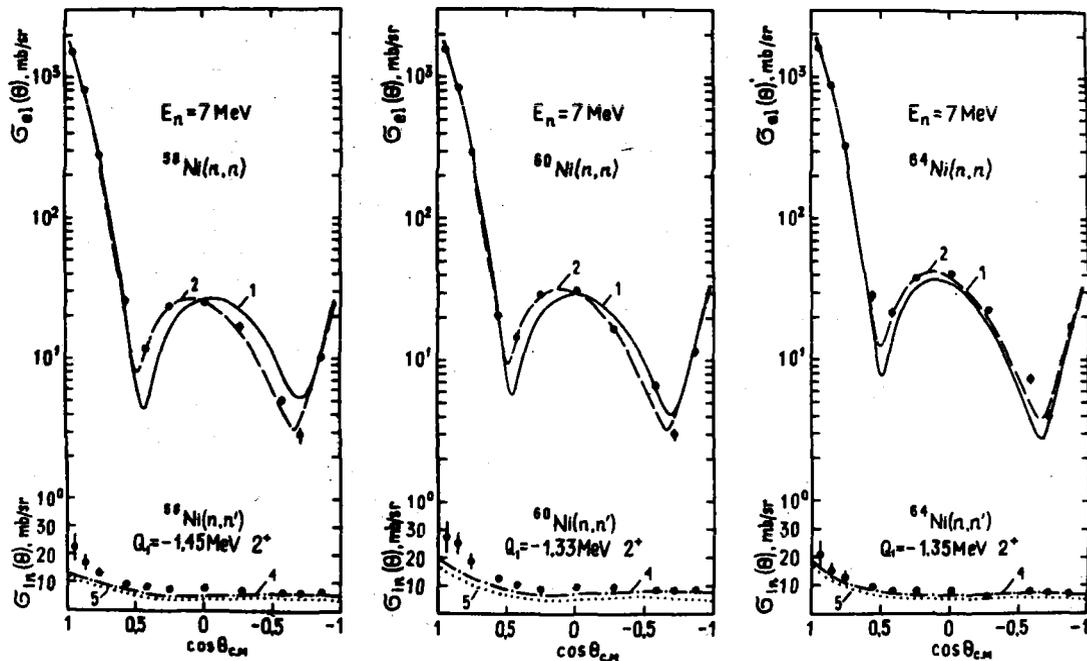


Рис.2. То же, что и на рис.1, для энергии нейтронов 7,0 МэВ.

Изотоп:  $V_c, \text{МэВ}$ :  $W_c, \text{МэВ}$ :  $a, \text{Фм}$ :  $\sigma_t^{\text{ВНЧ}}, \sigma$ :  $\sigma_t^{\text{ЭКСП}}, \sigma$ :  $\sigma_{el}^{\text{ВНЧ}}, \sigma$ :  $\sigma_{el}^{\text{ЭКСП}}, \sigma$

E = 6 МэВ							
$^{58}\text{Ni}$	47,92	13,06	0,72	3,62	3,70	1,95	1,78
$^{60}\text{Ni}$	47,72	12,26	0,70	3,66	3,70	2,01	1,88
$^{64}\text{Ni}$	47,32	10,36	0,67	3,77	3,70	2,16	2,07
E = 7 МэВ							
$^{58}\text{Ni}$	47,69	13,82	0,72	3,54	3,60	1,88	1,90
$^{60}\text{Ni}$	47,29	12,72	0,70	3,59	3,60	1,96	1,99
$^{64}\text{Ni}$	46,79	10,82	0,67	3,71	3,60	2,13	2,17

Сечения упругого и неупругого рассеяний через составное ядро вычислены по статистической теории. Вклады их в упругое рассеяние учтены только при энергии 6,0 МэВ, а при энергии 7,0 МэВ ими пренебрегли из-за малости.

Поскольку характеристики высоковозбужденных (выше 3,0–3,5 МэВ) состояний известны плохо, вклады этих состояний в сечения рассеяний через составное ядро учтены как вклады континуума с распределением плотности уровней, определенным моделью Ферми-газа. В расчетах использованы параметры плотностей уровней  $\alpha$  и  $\Delta$  из работы [8]. В расчетах по статистической теории учитывались только нейтронные выходные каналы. Конкурирующие каналы с вылетом протонов и  $\alpha$ -частиц в расчетах для  $^{58,60}\text{Ni}$  учтены множителем  $(\sigma_a - \sigma_{pr} - \sigma_{\alpha}) / \sigma_a$ .

Вклады прямых процессов в сечении неупругого рассеяния вычислены методом связанных каналов [9] в предположении вибративной природы уровней и сильной связи только первого возбужденного уровня с основным состоянием [10]. При этом для сохранения того же значения  $\sigma_t$ , что и в сферической оптической модели,  $W_c$  уменьшено на 20%. В расчетах использованы величины  $\beta_2$ , равные 0,40 для  $^{58}\text{Ni}$ , 0,22 для  $^{60}\text{Ni}$  и 0,20 для  $^{64}\text{Ni}$ .

Вычисленные полные и дифференциальные сечения упругого рассеяния с использованием оптимальных параметров оптического потенциала хорошо согласуются с экспериментальными, в то время как при использовании в расчетах усредненных параметров потенциала согласие с экспериментом значительно хуже. Дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов исследуемых энергий с возбуждением первых уровней  $2^+$  изотопов  $^{58,60,64}\text{Ni}$ , рассчитанные по статистической теории и по методу связанных каналов, с получен-

ными нами экспериментальными данными согласуются по форме, а по величине несколько ниже их. В полученных суммарных сечениях неупругого рассеяния вклады прямых процессов превышают 60%. Для более точного изучения конкуренции между прямым взаимодействием и рассеянием через составное ядро необходимо достичь лучшего количественного описания экспериментальных данных.

●  
Список литературы

1. Корж И.А. и др. - Ядерная физика, 1980, т.31, №1, с.13.
2. Жук В.В., Козарь А.А., Корж И.А. и др. - В кн.: Нейтронная физика. Обнинск, изд. ФЭИ, 1974, ч.1У, с.203.
3. Корж И.А., Мищенко В.А., Санжур И.Е. - Укр. физ. ж., 1980, т.25, №1, с.109.
4. Boschung P. et al. - Nucl.Phys., 1971, v.A161, p.593.
5. Kinney W.E., Perey F.G. - ORNL-4807. Oak-Ridge, 1974.
6. Bjorklund F., Fernbach S. - Phys.Rev., 1958, v.109, p.1295.
7. Пасечник М.В., Корж И.А., Кашуба И.Е. - В кн.: Нейтронная физика. Киев, Наукова думка, 1972, ч.1, с.253.
8. Dilg W et al. - Nucl.Phys., 1973, v.A217, p.269.
9. Tamura T. - Rev.Mod.Phys., 1965, v.37, p.679.
10. Игнатюк А.В., Лунев В.П., Шорин В.С. - Вопросы атомной науки и техники, серия Ядерные константы. М., Атомиздат, 1974, вып.17, с.59.

## ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГОГО И НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 5-8 МэВ

С.П.Симаков, Г.Н.Ловчикова, О.А.Сальников, А.М.Труфанов

(ФЭИ)

Описывается спектрометр нейтронов, позволяющий методом времени пролета исследовать упругое и неупругое рассеяние быстрых нейтронов. Приводятся основные параметры спектрометра, методики измерения сечений рассеяния нейтронов и обработки экспериментальных данных.

The time-of-flight spectrometer for experimental investigation of elastic and inelastic scattering of fast neutrons are presented. Parameters of spectrometer, methods of measurements and data reduction procedure are described.

Исследование процессов упругого и неупругого рассеяния нейтронов с энергиями от 5 до 8 МэВ проводится методом времени пролета на спектрометре, изображенном на рис.1. Источником моноэнергетичных нейтронов является газовая тритиевая мишень, бомбардируемая импульсным пучком протонов. Мишень создаёт поток нейтронов, летящих на рассеиватель, порядка  $10^8$  н/ср.мкИ, с энергетическим разрешением (стандартное отклонение)  $\sim 0,06$  МэВ. Поток нейтронов, образованных в реакциях на конструкционных материалах мишени под действием протонов, не превышает 1% потока нейтронов из реакции  $H(p, n)^3He$ . Протоны ускоряются до энергии 6,5 - 10 МэВ перезарядным электростатическим ускорителем ЭПН-10М, работающим в импульсном режиме. Частота следования импульсов 5 МГц, ширина сгустков  $\sim 1$  нс, средний ток протонов на мишени  $\sim 1,5$  мкА.

Исследуемые образцы располагались перед мишенью на расстоянии  $\sim 16$  см. Рассеиватели выполнены в виде полых цилиндров с типичными размерами: высота 4,0 - 8,0 см, внешний диаметр 2,4 - 4,5 см, толщина стенок 0,5 - 0,8 см. Измерения проводи-

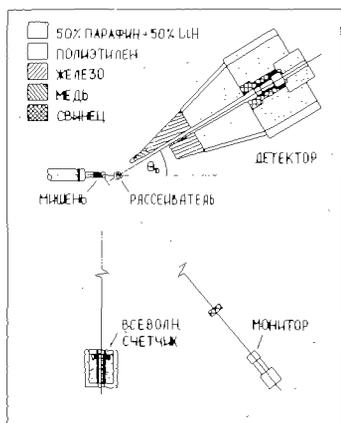


Рис.1. Спектрометр быстрых нейтронов

фон  $\gamma$ -квантов. Детектор окружен массивной защитой [1] от нейтронов, рассеянных стенами помещения и летящих прямо из мишени. Защита, вращаясь вокруг рассеивателя, может расположиться под разными углами к падающему на него потоку нейтронов. При исследовании неупругого рассеяния измерения проводятся: на  $0^\circ$  - измерение прямого потока нейтронов из мишени, на  $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $120^\circ$  и  $150^\circ$  - измерения спектров с образцом и без образца. Для выделения из этих спектров нейтронов, образованных в реакциях  $(p, n)$  на конструкционных материалах мишени и рассеянных образцом, проводятся аналогичные измерения без трития в мишени. Привязка спектров с тритием и без трития проводится по полному заряду (числу) протонов, упавших на мишень и зарегистрированных интегратором тока. Соотношение этих спектров, на примере рассеивателя из  $^{45}\text{In}$  (число ядер 1,59 моля) при энергии падающих нейтронов 7,5 МэВ и угла рассеяния  $90^\circ$  показано на рис.2.

В качестве монитора потока нейтронов, падающего на образец, используется сцинтилляционный детектор, аналогичный основному, но с меньшим кристаллом стибьбена ( $\varnothing$  4,0 см, высота 2,0 см), расположенный без защиты и измеряющий временной спектр нейтронов из мишени. Монитор расположен на расстоянии 410 см от

дифф. образцами, содержащими от 0,64 до 3,2 моля ядер исследуемого элемента. Устройство автоматической смены образцов перед мишенью позволяет проводить измерения одновременно для нескольких элементов.

Рассеянные нейтроны регистрируются сцинтилляционным детектором на пролетной базе 200 см. Детектор представляет собой кристалл стибьбена  $\varnothing$  6,3 см и высотой 3,9 см, просматриваемый ФЭУ-30. Схема "n -  $\gamma$ " разделения по форме импульса с ФЭУ позволяет существенно подавлять

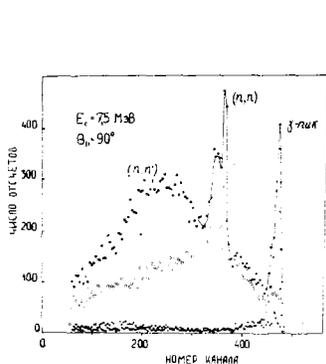


Рис.2. Аппаратурные спектры: с образцом  $^{115}\text{In}$  (•) и без образца (○) с тритием в мишени; с образцом (▼) и без образца (×) с вакуумированной мишенью

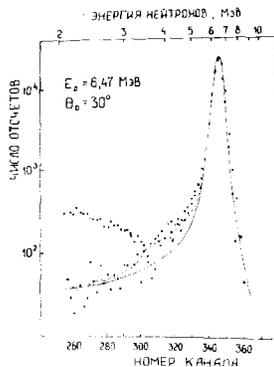


Рис.3. Разделение упругого и неупругого рассеяния: — — линия упругого рассеяния для образца  $^{115}\text{In}$ ; - - - - то же для С; • — спектр нейтронов, рассеянных  $^{115}\text{In}$ , × — то же для С

мишени под углом  $49^\circ$  и защищен от потока  $\gamma$ -квантов свинцом толщиной 5 см. Выход нейтронов из мишени также контролируется всеволновым счетчиком, расположенным на расстоянии 300 см от мишени под углом  $90^\circ$ .

После вычитания фоновых измерений во временном спектре рассеянных образцом нейтронов проводится разделение процессов упругого и неупругого рассеяния. Для этого методом Монте-Карло рассчитывается временное распределение нейтронов, упруго рассеянных образцом с учетом его конкретных размеров и многократного упругого рассеяния. Это распределение свертывается с временным спектром нейтронов, измеренным детектором на  $0^\circ$ , форма которого определяется временным разрешением детектора и взаимодействием нейтронов с коллиматором защиты. Полученный пик нормируется с вершиной пика упругорассеянных образцом нейтронов и вычитается, определяя спектр неупругого рассеяния. Это иллюстрируется на рис.3 на примере образца  $^{115}\text{In}$  ( $\phi$  2,4 см, высота 4,0 см, толщина стенок 0,5 см, число ядер 0,64 моля, угол  $30^\circ$  и начальная энергия 6,47 МэВ). На том же рисунке показан спектр нейтронов, рассеянных углеродом (образец  $\phi$  3,0 см, высотой 4,5 см, с толщиной стенок 0,5 см,

числом ядер 0,237 моля) - часто используемый для определения формы упругорассеянных нейтронов. Видно, что в области энергий от 3 до 6 МэВ этот спектр превышает сумму упругого и неупругого рассеяний на  $^{113}\text{In}$ . Анализ (пунктирная кривая) показывает, что форма пика нейтронов, упругорассеянных данным образцом углерода, существенно искажена эффектами многократного рассеяния в нем.

Далее, временные спектры упруго- и неупругорассеянных нейтронов переводятся в энергетические и поправляются на эффективность регистрации нейтронов детектором (рис.4).

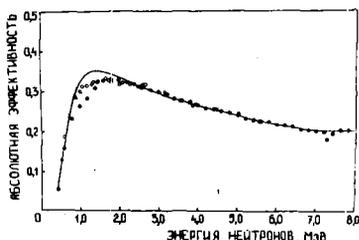


Рис.4. Эффективность регистрации нейтронов детектором:  $\circ$  - по выходу из  $T(p,n)$ ;  $\bullet$  - по спектрам нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$ ; — - расчет по программе [4]

Последняя определяется двумя экспериментальными способами. Во-первых, по выходу нейтронов из реакции  $T(p,n)$ , сечение которой известно с точностью 7% [2]. Для этого газовая мишень выдвигается в центр вращения защиты, и измеряется выход нейтронов из неё под разными углами при нескольких энергиях падающих протонов. Вторым способом эффективность детектора определяется измерением спектров спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ , форма которого хорошо описывается распределением Максвелла с параметром  $T = 1,42$  МэВ [3]. На рис.4 также показана эффективность, рассчитанная для нашего кристалла стильбена по программе [4]. Отличие эксперимента от расчета при малых энергиях определяется влиянием на эффективность схемы подавления  $\gamma$ -квантов.

Начальная энергия нейтронов, падающих на образец, определяется по времени пролета упругорассеянных нейтронов и по калибровке энергии нейтронов, вылетающих вперед из мишени, относительно резонансов в полном сечении взаимодействия нейтронов с углеродом. В последнем случае детектор устанавливается на  $\text{C}^{12}$ , между ним и мишенью размещается графитовая болванка  $\phi$  6 см и длиной 10 или 18 см и измеряется ее функция

пропускания. Начальные энергии нейтронов, определенные двумя способами, согласуются в пределах 30 - 70 кэВ.

Абсолютные значения сечений упругого и неупругого рассеяний, извлекаются из их привязки к сечению (n,p)-рассеяния [5], для чего на угле 45° измеряется спектр нейтронов, рассеянных полиэтиленовым образцом  $\phi$  1,0 см и высотой 5,0 см, а также из сравнения рассеяния с прямым выходом нейтронов из мишени. Дифференциальные сечения рассеянных нейтронов поправляются на эффекты многократного взаимодействия нейтронов с ядрами образца и ослабление падающего потока нейтронов. Эти поправки, так же как и аналогичные поправки для полиэтиленового образца, рассчитываются методом Монте-Карло.

В таблице представлены элементы и энергии, для которых измерены сечения неупругого или упругого рассеяния нейтронов.

Элемент	Начальные энергии нейтронов, МэВ			
Нюбий - 93	5,23 <sup>X</sup>	6,22 <sup>X</sup>	7,23 <sup>X</sup>	8,01
Молибден (ест.)	4,91	5,98	6,98	8,01
Индий - 113	5,34 <sup>X2</sup>	6,47	7,50	8,50
Индий - 115	5,19	6,47	7,50	8,50

<sup>X</sup> Дважды дифференциальные сечения неупругого рассеяния опубликованы в [6].

<sup>X2</sup> То же в [7].

Для иллюстрации возможностей нашего спектрометра на рис. 5 сравниваются сечения неупругого рассеяния нейтронов с энергией 4,91 МэВ на естественном молибдене с данными работы [8] (в последней непрерывный спектр измерен от энергии возбуждения 1,26 МэВ). Хорошее совпадение сечений подтверждает правильность вышеописанной методики эксперимента и корректность учета всех факторов при обработке данных.

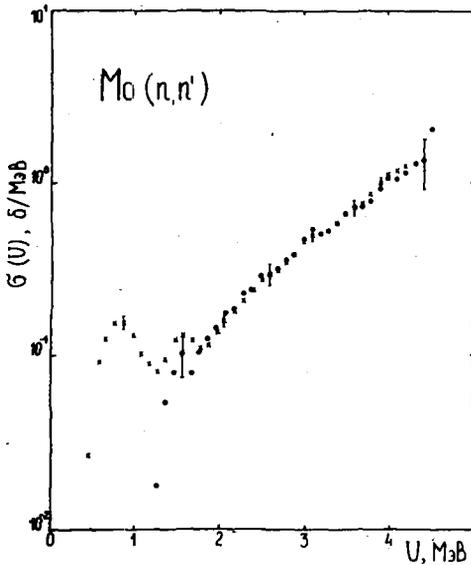


Рис.5. Сечение неупругого рассеяния нейтронов как функция энергии возбуждения ядра молибдена: x - настоящая работа,  $E_0 = 4,91$  МэВ; • - [8],  $E_0 = 5,00$  МэВ.

#### Список литературы

1. А.М.Труфанов, Нестеренко В.С. и др. - ИФЗ, 1979, №2, с.50.
2. H.Liskien, A.Puustinen - Nuclear Data Tables, 1973, v.11, N 7, p.569.
3. J.Grundl et al. - IAEA-208, v.1, p.53, 1978.
4. Л.В.Чулков. Препринт ИАЗ-2394, 1975.
5. A.Horsley. - Nuclear Data, 1966, v.12, N 3, p.243.
6. Г.Н.Довчикова, Т.В.Котельникова и др. - В сб. Вопросы атомной науки и техники, серия: Ядерные константы, 1979, вып.2(33), с.71.
7. Г.Н.Довчикова, О.А.Сальников и др. - В сб. Вопросы атомной науки и техники, серия: Ядерные константы, 1979, вып.3(34), с.61.
8. R.E.Coles, D.Porter. - AWRK Report N°089/70, 1970.

## ВНИМАНИЮ АВТОРОВ !!!

I. Следите за правильным применением и написанием единиц физических величин в соответствии со СТ СЭВ 1052-78.

Единицы физических величин, содержащие в своем названии имя собственное, а также в сочетании с приставками тера (Т), гига (Г), мега (М), (но не кило!!!) пишутся с прописной буквы: МэВ, ГэВ, Вт, В, Гц, кэВ, кВт и т.д.

Секунда обозначается одной строчной буквой: с.

Градус по Кельвину обозначается одной прописной буквой К без знака градуса.

II. Следите за правильным написанием элементов в соответствии с Периодической системой элементов, особенно обратите внимание на правильное написание урана - U и иода - I.

III. Следите за правильным написанием изотопов. Их следует писать только так: число слева от символа в положении верхнего индекса, например:  $^{235}\text{U}$ .

IV. ТРЕБОВАНИЯ к оформлению докладов (составлены с учетом того, что доклады воспроизводятся в печати методом прямого репродуцирования с уменьшением в 2/3):

1. Доклады должны быть отпечатаны на белой плотной бумаге без оборота через 1,5 интервала на машинке с крупным очком черной новой лентой. Бумага - стандартного листа 21x30 см. Поля сверху и справа - 1,5 см, слева - 2 см, снизу - 3 см. Таким образом, текст с рисунками и таблицами впечатывается в рамки форматом 17,5x25 см<sup>2</sup>.

2. Оформление первой страницы. С выключкой в левой край рамки: название доклада (заглавными буквами), ниже инициалы и фамилии авторов, ниже в скобках название института, где выполнена работа. Ниже с выключкой в правый край рамки аннотации на русском и английском языках - не более 7 строк, напечатанных через один интервал. Затем начинается текст доклада (см. образец).

3. Объем доклада вместе с рисунками и таблицами и списком литературы не должен превышать 5 страниц. Первый экз. доклада должен быть подписан авторами на последней странице, внизу на полях.

4. Формулы следует вписывать четко, достаточно крупно (но не крупнее прописной машинописной буквы) черной тушью или выечатывать на машинке с латинским шрифтом. Размечать формулы не надо.

Ссылки на иностранную литературу (а также иностранные слова в тексте) должны быть отпечатаны на машинке с латинским шрифтом.

5. Список литературы должен быть оформлен обязательно в соответствии с ГОСТ 7.1-76 и напечатан через один интервал. Примеры:

Список литературы

1. Лиев А.Ф. - Атомная энергия, 1976, т.40, вып.6, с.451.
2. Howe R.E., Phillips T.V. - Phys.Rev., 1976, v.13, p.195.
3. Карпов В.А. - В кн.: Сб. докл. по программам и методам расчета быстрых реакторов. Димитровград, СЭЗ, 1975, с.89.
4. Козлов В.Ф., Трошкин Ю.С. Справочник по радиационной безопасности. М., Атомиздат, 1976, - 276 с.

6. Таблицы даются по тексту (а не в конце доклада). В тексте слово "таблица" сокращается: "табл.1" и т.д., нумерация арабскими цифрами. В заголовке таблиц слово "Таблица 2" пишется полностью и выключается вправо.

7. Рисунки (только схемы и графики, а не тоновые фотографии) даются по тексту, т.е. расклеиваются вместе с подписочными подписями по ходу изложения и последовательно нумеруются арабскими цифрами (рис.1, рис.2). На рисунках надписи делать только по осям графиков. Обозначения кривых на графиках и деталей на схемах давать только цифрами с соответствующей расшировкой в подписочной подписи. Все пояснения к рисункам делать также в подписи:

Рис.2. Экспериментальная сферическая установка: 1 - уровень; 2 - регулирующий стержень; 3 - трубопровод

ВНИМАНИЮ АВТОРОВ!!!

РИСУНКИ ДОЛЖНЫ БЫТЬ ПРИГОДНЫ ДЛЯ ПРЯМОГО РЕПРОДУЦИРОВАНИЯ:

РАЗМЕР РИСУНКОВ ДОЛЖЕН БЫТЬ НЕ МЕНЬШЕ 14x16 см, ЛИНИИ ДОЛЖНЫ БЫТЬ ВЫПОЛНЕННЫ ЧЕТКО ЧЕРТЕЖНЫМИ ИНСТРУМЕНТАМИ ЧЕРНОЙ ТУШЬЮ (фотографии с калек должны быть контрастными или обтянутыми тушью), ВСЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ НА РИСУНКАХ ДОЛЖНЫ БЫТЬ НАПИСАНЫ ЧЕТКО И ДОСТАТОЧНО КРУПНО, т.е. СООТВЕТСТВОВАТЬ РАЗМЕРУ ШРИФТА ТЕКСТА.

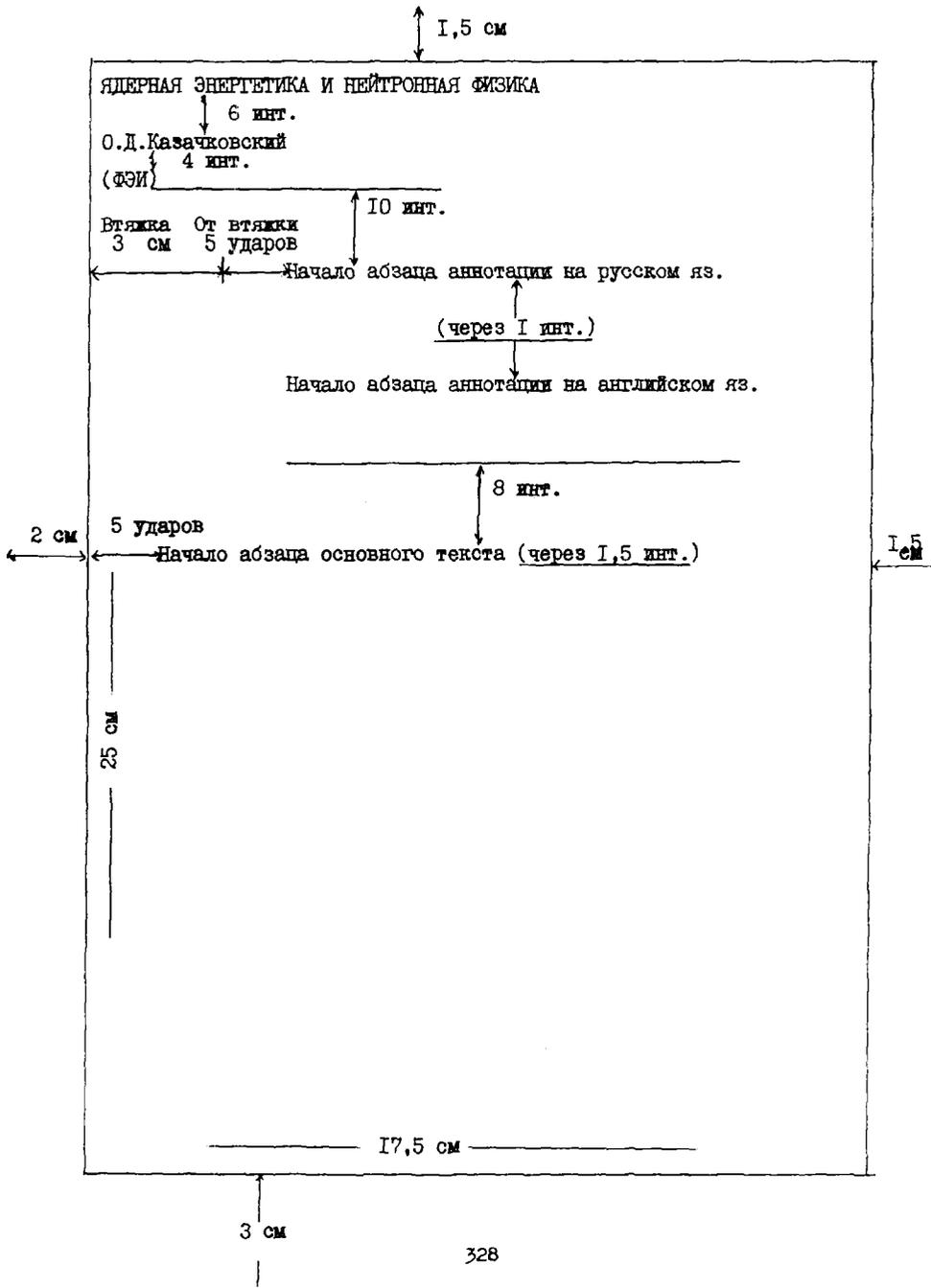
ИМЕЙТЕ В ВИДУ, ЧТО РИСУНКИ ПРИ РЕПРОДУЦИРОВАНИИ УМЕНЬШАТСЯ НА 2/3!!!

8. Рукописные исправления в тексте не допускаются.

9. Названия таблиц, подписи под рисунками, примечания печатать через один интервал.

10. Первые экземпляры докладов должны быть представлены отпечатанными на машинке. Вторые и последующие экземпляры разрешается представлять в виде ксерокопий или ротационных оттисков с 1-го экз.

11. Страницы нумеруются простым карандашом в правом нижнем углу.



## СОДЕРЖАНИЕ

### П л е н а р н о е   з а с е д а н и е

Вступительное слово. Пасечник М.В. Нейтронная физика 80-х годов    3  
Neutron physics of the eighties years

#### Доклады:

Данилян Г.В.

Эффекты несохранения четности в реакциях захвата медленных  
нейтронов ядрами ..... 12  
The effects of parity non-conservation in slow neutron  
absorption

Зарепкий Д.Ф., Ломоносов В.В.

Взаимодействие нейтронов с веществом в поле лазерного излучения    26  
Interaction of neutrons with the matter in the laser field

### С е к ц и я   I.   Общие вопросы нейтронной физики

Андреев В.Н., Данилов М.М., Ермаков О.Н., Катаржнов Ю.Д.,  
Недопекин В.Г., Рогов В.И.

P-нечетная асимметрия испускания нейтронов при делении  $^{234}\text{U}$ ,  
 $^{236}\text{U}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  ..... 39  
P-odd asymmetry of neutrons emission in the fission of  
 $^{234}\text{U}$ ,  $^{236}\text{U}$ ,  $^{240}\text{Pu}$

Боровикова Н.В., Весна В.А., Егоров А.И., Князьков В.А.,  
Колосенский Э.А., Лобашев В.М., Пирожков А.Н., Попеко Л.А.,  
Смогряцкий Л.М., Соловьев С.М., Титов Н.А., Шадлий А.И.

Исследование асимметрии вылета тяжелой заряженной частицы  
в реакциях захвата теплового поляризованного нейтрона ..... 44  
Investigation of the heavy charged particle  
in thermal polarized neutron absorption

Весна В.А., Коломенский Э.А., Копелькович В.Б., Лобашев В.М., Назаренко В.А., Пирожков А.Н., Шульгина Е.В. Циркулярная поляризация гамма-квантов в реакции радиационного захвата тепловых поляризованных нейтронов протонами .....	49	
Gamma-quanta circular polarization from the reaction of radi- active capture of polarized thermal neutrons by protons		
Ольховский В.С., Зайченко А.К. Об аналитических свойствах и резонансной структуре S-матрицы в случае нецентральных и не сохраняющих четность взаимодействий I. Общие результаты .....		54
On the analytical properties and resonance structure of S-matrix for non-central interactions and non-conserving parity interactions. I. General results		
Ольховский В.С., Зайченко А.К. Об аналитических свойствах и резонансной структуре S-матрицы в случае нецентральных и не сохраняющих четность взаимодействий II. О возможном механизме усиления эффекта несохранения четности в рамках простейших моделей резонансного рассеяния медленных поляризованных нейтронов ядрами .....		58
On the analytical properties and resonance structure of S-mat- rix for non-central interactions and non-conserving parity interactions. II. On the possible mechanism of the aggravation of the parity non-conservation effects in term of simplest reso- nance models of polarized neutrons		
Сушков О.П., Фламбаум В.В. О возможности наблюдения несохранения четности в нейтронной оптике .....		62
About possibility of parity non-conservation in neutron optics		
Баршевский В.Г. Когерентный нейтронно-фотонный (фононный) резонанс .....		67
Coherent neutron-photon resonance		
Воронов В.В. Полумикроскопические расчеты нейтронных силовых функций сферических ядер .....		72
Semi-microscopical neutron strength function calculations of spherical nuclei		
Игнатик А.В., Лунев В.П. Об отличиях нейтронных силовых функций для основных и возбужден- ных состояний ядер .....		77

On the difference of the neutron strengthfunctions of ground and excited nuclear states

- Игнатик А.В., Истеков К.К., Куприянов В.М., Смиренкин Г.Н.  
Плотность нейтронных резонансов и другие данные о плотности уровней ядер ..... 82  
Level neutron density and another level density nuclei data
- Блохин А.И., Игнатик А.В., Лунев В.П.  
О различных параметрах динамической деформации в реакциях неупругого рассеяния протонов и нейтронов ..... 89  
About difference of dynamical deformation parameters in reaction of inelastic neutron and proton scattering
- Зарецкий Д.Ф., Сироткин В.К.  
Применение оболочечного подхода к описанию фотонейтронных реакций, (Обзор) ..... 94  
Shell-model application to the description of the photo-neutron reactions (review)
- Абрамов А.И., Губа В.Г., Китаев В.Я., Рогов А.В., Урин М.Г., Юткин М.Г.  
О парциальных радиационных силовых функциях нейтронных резонансов ..... 100  
On the partial radiative neutron resonance strength functions
- Бондаренко В.И., Урин М.Г.  
О полных радиационных ширинах нейтронных резонансов ..... 105  
On the total radiative neutron resonance widths
- Антонов А.В., Исаков А.И., Мешков И.В., Перекрестенко А.Д., Степанов А.В., Шелагин А.В.  
Теоретическое и экспериментальное (для бериллия и ванадия) исследование рассеяния нейтронов очень низких энергий на неоднородностях среды ..... 110  
Experimental and theoretical investigations of scattering of neutrons of very low energy by heterogeneities of medium

Косвинцев Ю.Ю., Кушнир Ю.А., Морозов В.И.  
Измерение энергетических спектров ультрахолодных нейтронов... I16  
Energy spectra measurements of ultra-cold neutrons

Антонов А.В., Исаков А.И., Криков А.П., Кузнецов С.П.,  
Мешков И.В., Перекрестенко А.Д.  
Спектрометрические исследования в диапазоне энергий  $10^{-4}$ - $10^{-8}$  эВ  
на гравитационном нейтронном спектрометре ..... I25  
Spectrometric investigations by using gravitational neutron  
spectrometer in energy region from  $10^{-4}$  until  $10^{-8}$  eV

Косвинцев Ю.Ю., Кушнир Ю.А., Морозов В.И., Терехов Г.И.  
Взаимодействие ультрахолодных нейтронов с газообразной средой I30  
Ultra-cold neutron interaction with the gas-media

Александров Ю.А.  
О возможности улучшения экспериментальной оценки электрического  
дипольного момента нейтрона ..... I38  
On the possibility to improve the experimental estimate  
of the neutron electrical dipole moment

Серегин А.А.  
Поверхностное смещение нейтрона при отражении ..... I42  
Surface displacement of the reflected neutrons

Серегин А.А.  
Предсказание и экспериментальное обнаружение связанных  
состояний нейтрона в веществе ..... I45  
The prediction and experimental discovery of the neutron  
bound state in the matter

Франк А.И.  
Получение нейтронно-оптического изображения с помощью очень  
медленных нейтронов (проблемы и перспективы) ..... I50  
The pictures in the neutron-optics with very slow neutrons  
(problems and perspectives)

Дзюблик А.Я.  
Пенделлсунг-эффект при неупругом рассеянии тепловых  
нейтронов кристаллом ..... I55  
Pendellösung-effect in noneleastic scattering of thermal  
neutrons by crystals

Рудак Э.А.	
О механизме взаимодействия резонансных S-нейтронов со сферическими ядрами .....	159
On the mechanism of the resonance S-neutron interaction with the spherical nuclei	
Маршалкин В.Е.	
Опτικοмоделное описание взаимодействия нейтронов низкой энергии со сферическими ядрами .....	164
Optical-model description of the low energy neutron interaction with the spherical nuclei	
Кнатько В.А., Шиманович Е.А.	
О флуктуациях приведенных парциальных гамма-ширин, усредненных по резонансам .....	167
On the fluctuations of the reduced partial gamma-widths averaged over the resonances	
Мастеров В.С., Работнов Н.С.	
Смешивание по квантовому числу K в составном ядре и реакции с поляризованными мишенями и пучками .....	172
The K quantum number mixing in the compound nucleus and the reactions with the polarized targets and beams	
Ольховский В.С., Зайченко А.К.	
К изучению механизма многочастичных резонансов в сечениях взаимодействия нейтронов с ядрами на основе модели уравнений связанных каналов .....	177
On the study of the multiparticle resonance mechanism in the cross-sections of neutron interaction with the nuclei in terms of the coupled channel model equations	
Ольховский В.С., Чинаров В.А.	
К описанию реакций с тремя конечными частицами в рамках модели уравнений связанных каналов .....	182
On the description of the reactions with three final state particles in terms of the coupled channel model equations	
Офенгенден С.Р.	
Резонансы формы сферических ядер .....	186
Form-resonances in the spherical nuclei	
Филимонов В.А.	
Сравнительный анализ спин-орбитального взаимодействия для нейтрона и гиперонов в ядре .....	191

Comparative analysis of the spin-orbit interactions in nuclei for neutrons and hyperons

Рейзлин В.И., Филимонов В.А.

Уравнения состояния нейтронно-звездного вещества и параметры нейтронных звезд ..... 196  
The equation of state of the neutron-star substance and the neutron-star parameters

Морозов В.М., Зубов Ю.Г., Лебедева Н.С., Сидоров Н.И.

Измерения  $\sigma_t$   $^{208}\text{Pb}$  с разрешением  $\sim 1$  кэВ в области энергий нейтронов 1,5-2,0 МэВ ..... 200  
1 KeV resolution measurements of  $\sigma_t$  for  $^{208}\text{Pb}$  in the neutron energy range 1,5-2,0 MeV

Сельховский В.С., Чинаров В.А.

К изучению резонансной структуры сечений взаимодействия нейтронов с ядрами методом прямого расчета резольвенты эффективного гамильтониана и моделирования сдвигов и ширины методом случайных матриц ..... 205  
On the study of the resonance structure of the neutron-nuclei interaction by the direct calculation of the effective hamiltonian resolvent and by modeling the shifts and widths by the random matrix method

С е к ц и я II. Экспериментальное изучение взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами. (Начало.  
Продолжение см. в ч. 2)

Анталик Р., Главач С.и Обложински П.

Множественности  $\gamma$  из реакции Fe+n при энергии 14,6 МэВ .... 210  
The multiplicities  $\gamma$ -rays from Fe + n reaction at neutron energy 14,6 MeV

Qaim S.M., Wölfle R., Stöcklin G.

Radiochemical studies of fast neutron induced reactions at KFA JÜLICH ..... 215

Радиохимические исследования пороговых реакций, вызываемых быстрыми нейтронами, в Центре ядерных исследований в Килке

Schmidt D., Seeliger D. and Streil T.

Excitation of the  $3^+$  non-normal parity state in  $^{28}\text{Si}$  by neutron inelastic scattering at incident energies between 8 and 14 MeV ..... 229

Возбуждение в  $^{28}\text{Si}$  состояния с необычной четностью  $3^+$  при неупругом рассеянии нейтронов с энергией между 8 и 14 МэВ

Raics P., Daróczy S., Nagy S., Kornilov N.V., Zhuravlev B.V., Salnikov O.A.

experimental comparison of cross sections of the  $^{27}\text{Al}(n,\alpha)$   $^{56}\text{Fe}(n,p)$ ,  $^{238}\text{U}(n,2n)$  and  $^{238}\text{U}(n,f)$  reactions for neutrons of 6,5-10,5 MeV ..... 236

Сравнение сечений реакций  $^{27}\text{Al}(n,\alpha)$ ,  $^{56}\text{Fe}(n,p)$ ,  $^{238}\text{U}(n,2n)$ , измеренных относительно сечения деления  $^{238}\text{U}$  в энергетической области 6,5-10,5 МэВ, с данными различных компиляций

Garuska U., Dresler J., Małecki H., Hetman M., Marcinkowski A.

Cross section measurement for  $(n,\alpha)$  reaction in the medium mass region at  $E_n = 14,6$  MeV ..... 245

Измерение сечения реакции  $(n,\alpha)$  в области средних массовых чисел при энергии нейтронов 14,6 МэВ

Фам Зуи Хен, Нго Куанг Зуи, Нгуен Так Ань

Изомерное отношение в реакции  $(n,2n)$  и спиновая зависимость плотности уровней ядер с  $N \sim 50$  ..... 254

The isomer ratios of the  $(n,2n)$ -reaction and spin-dependence of level-density for nuclei with  $N \sim 50$

Нрок П.Н., Гуэтх Ш., Деак Ф., Киши А.

Исследование ядерных реакций нейтронами с энергией 14 МэВ... 259  
The investigation of nuclear reactions induced by neutrons with energy 14,6 MeV

Cierjaks S., Rainbow M.T., Swinhoe M.T., Buth L.

Angular and depth dependent neutron yields and spectra from 590 MeV  $(p,n)$  reactions in thick lead targets ..... 269

Выходы и спектры нейтронов из реакции  $(p,n)$  в зависимости от угла и глубины проникновения протонов в свинцовую мишень

Кашуба И.Е., Голубова А.А.

Аппроксимация угловых распределений рассеянных нейтронов с учетом модельной информативности ..... 285

The approximation of the scattered neutrons' angular distributions with the model informativity taken into account

Кашуба И.Е., Костик Т.А.

Объемные интегралы в оптической модели ядра и их изотопическая зависимость ..... 289

Volume integrals in the nuclear optical model and their isotopic dependence

Федоров М.Б.	
Коллективные возбуждения ядра-мишени и нейтронный оптический потенциал при низких и средних энергиях .....	294
The collective excitations of the target-nuclei and the neutron optical potential at the low and intermediate energies	
Федоров М.Б.	
Применимость обобщенной оптической модели с преимущественным поглощением в однофононных каналах при средних энергиях нейтронов .....	299
The applicability of the generalized optical model with the preferential absorption in the one-phonon channel at the intermediate neutron energies	
Пасечник М.В., Федоров М.Б., Овдиенко В.Д., Сметанин Г.А., Яковенко Т.И.	
Полные нейтронные сечения изотопов молибдена и циркония при низких энергиях .....	304
The total neutron cross-sections of Zr and Mo isotopes at low energies	
Федоров М.Б., Овдиенко В.Д., Сметанин Г.А., Яковенко Т.И.	
Энергетическая зависимость полных нейтронных сечений изотопов никеля .....	309
Energy dependence of the total neutron cross-sections of the Ni isotopes	
Корж И.А., Лунев В.П., Мищенко В.А., Можухин Э.Н., Пасечник М.В., Правдивый Н.М.	
Угловые распределения упруго-и неупругорассеянных нейтронов с энергиями 5, 6 и 7 МэВ ядрами $^{58,60,62,64}\text{Ni}$ .....	314
The angular distribution of neutrons elastically and inelastically scattered by Ni-58, 60, 62, 64	
Симаков С.П., Ловчикова Г.Н., Сальников О.А., Труфанов А.М.	
Исследование упругого и неупругого рассеяния нейтронов в области энергий 5-8 МэВ .....	320
The study of the elastic and nonelastic neutron scattering in the 5-8 MeV energy range	
Памятка автору .....	326



1 р. 68 к.

**Нейтронная физика. Часть 1 (Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15—19 сентября 1980 г.), М., 1980, 1—336.**