



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ
АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

118
INDOC(СССР)-118
PART I

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

АКАДЕМИЯ НАУК УССР

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

Часть 1

МОСКВА — 1977

Государственный комитет по использованию атомной энергии СССР

Академия наук СССР

Академия наук УССР

Центральный научно-исследовательский институт информации
и технико-экономических исследований по атомной науке и технике

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

*(Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике,
Киев, 18-22 апреля 1977 г.)*

Часть 1

Москва - 1977

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г.). Ч. I. М., 1977. 304 с. (ЦНИИАтоминформ).

На конференцию было представлено около 300 докладов советскими и зарубежными научно-исследовательскими организациями и лабораториями. Более 200 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".

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

Главный редактор Л.Н.УСАЧЕВ

Р е д к о л л е г и я:

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

©

Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИИАтоминформ), 1977

Начальники Научно-технического управления
Государственного комитета
по использованию атомной энергии
профессор А.К.Круглов

Уважаемые дамы и господа!
Дорогие товарищи и коллеги!

Разрешите мне выполнить приятную миссию: приветствовать участников IV Всесоюзной конференции по нейтронной физике от имени Государственного комитета по использованию атомной энергии СССР и по поручению его председателя А.М.Петросьянца.

Периодическое проведение конференций по нейтронной физике в СССР стало хорошей традицией. Конференция и представленные на нее результаты исследований постоянно вызывают интерес специалистов организаций Советского Союза и зарубежных центров.

Среди участников данной конференции находятся около 200 представителей многих институтов Госкомитета по использованию атомной энергии СССР, Академии наук СССР, академий наук союзных республик и вузов, прибывших из различных городов нашей страны.

С особым удовлетворением (и я надеюсь, что все находящиеся в этом зале со мной будут солидарны) приветствую присутствующих здесь ученых из зарубежных стран.

Открытие Чадвиком в 1932 г. нейтрона оказало большое влияние на развитие ядерной физики. Началась эра нейтронной физики, быстрое развитие которой привело в середине XX в. к рождению атомной науки и техники.

Нейтронная физика - одна из наиболее результативных областей ядерной физики. Она имеет не только огромное значение для изучения строения атомного ядра

и природы ядерных сил, фундаментальных свойств материи, но и открыла возможность широкого практического использования атомной энергии. Требования к знанию нейтронных характеристик в последние годы приобретают все большее значение, учитывая создание реакторов большой мощности и особенно реакторов на быстрых нейтронах.

Широкое использование достижений атомной науки и техники в различных отраслях народного хозяйства и особенно развитие атомной энергетики предъявляют высокие требования к нейтронной физике и, в первую очередь, к знанию ядерных констант делящихся и конструкционных материалов, теплоносителей и продуктов деления, а также трансурановых элементов.

Большой интерес, проявляемый в настоящее время к уточнению ядерных констант, определяется тем влиянием, которое они оказывают на экономику атомных энергетических установок. Недостаточная точность констант, используемых при расчетах реакторов и других установок, может привести (и приводит) к неоправданно большим экономическим затратам, связанным с выбором неоптимальных параметров установок, и существенным образом влиять как на режим эксплуатации ядерных реакторов, так и на темпы и пути развития ядерной энергетики. Учитывая, что измерение констант с высокой точностью требует существенных экономических затрат, перед специалистами - расчетчиками реакторных систем стоит очень важная и ответственная задача - периодически обновлять список потребностей и устанавливать требуемую точность ядерных констант.

Деятельность физиков по измерению ядерных данных не исчерпывается решением лишь прикладных задач, а является общим вкладом в исследования по ядерной физике.

За время, прошедшее после I Всесоюзной конференции по нейтронной физике (май 1971 г.), сделано немало. Разработан список потребностей в ядерных данных, организована работа по измерению с высокой точностью

ядерных данных, по их оценке, рекомендован ряд опорных сечений и стандартов ядерных данных (среднее число нейтронов при спонтанном делении калифорния-252, абсолютное сечение деления урана-235, отношение сечений деления плутония-239, плутония-240, плутония-241 к сечению деления урана-235 и др.). Успешно функционирует наш Центр по ядерным данным в г. Обнинске. Совокупность дифференциальных и интегральных экспериментов позволяет наиболее оптимально подойти к решению вопроса об уточнении ядерных констант. Развивается международное научно-техническое сотрудничество в этой области со странами-членами СЭВ и в рамках Международного комитета по ядерным данным МАГАТЭ, ведется работа по созданию государственной системы выдачи рекомендованных стандартных значений ядерных данных и т.д.

О большом интересе, проявляемом к нейтронной физике, и о масштабах работ по этой проблеме свидетельствует, в частности, тот факт, что на конференции представлено более 270 докладов советских ученых и около 40 докладов иностранных ученых.

В этом зале присутствуют ученые различных поколений. Многие из вас внесли большой вклад в развитие нейтронной физики в период разработки проблемы использования атомной энергии, продолжают успешно трудиться и передавать свой опыт и знания молодежи.

Перед молодыми учеными нейтронная физика открывает широкую перспективу не только в области фундаментальных исследований свойств материи и ядерной энергетики, но и в области практического использования управляемой термоядерной реакции.

Дискуссия, которая, я надеюсь, развернется по обсуждаемым здесь проблемам, позволит нам правильно оценить сделанное и наметить новые перспективные направления научных исследований, рационально совершенствовать распределение усилий ученых различных институтов на решение наиболее актуальных проблем.

Я также надеюсь, что проведение конференций по нейтронной физике, которые предполагается организо-

ывать в рамках МАГАТЭ ежегодно-периодически в СССР, США и Западной Европе, —будет и в дальнейшем способствовать улучшению координации работ в этой области и повышению эффективности научных исследований.

В заключение мне хотелось бы отметить большую организационную работу, проделанную организаторами этой конференции, и поблагодарить Президиум АН УССР, академика Б.Б.Патона, бессменного председателя этой конференции академика М.Б.Пасечника, коллектив научных сотрудников ИЯИ АН УССР за большой труд, "терпение" и участие в создании творческой деловой атмосферы для взаимного обмена мнениями и обсуждения научных проблем.

Дорогие товарищи!

Уважаемые зарубежные гости!

Киевские конференции по нейтронной физике возникли из необходимости ответить на возрастающие потребности в нейтронных данных для теории ядра и астрофизики, физики и техники реакторов деления, физики и техники термоядерных реакторов и других областей науки и техники.

Целью настоящей IV конференции по нейтронной физике является подведение итогов теоретических и экспериментальных исследований взаимодействия нейтронов с ядрами, выполненных или завершенных после III конференции, а также обоснование потребностей науки и техники в прецизионных данных и изыскание наиболее эффективных и экономически целесообразных путей удовлетворения этих потребностей.

1977 год является для нейтронной физики до некоторой степени юбилейным. 45 лет тому назад в „NATURE“ (1932, v.129, № 3252, p.312) появилось письмо в редакцию, в котором Чадвик сообщил о результатах повторенных им экспериментов Ф.Жолио и И.Кюри-Жолио и сделал вывод о том, что протоны выбиваются из водородосодержащих веществ не квантами "излучения Боте", а новыми частицами — нейтронами.

Поразительные свойства нейтрона сразу же привлекли внимание крупнейших физиков того времени и талантливой научной молодежи. Д.Д.Иваненко и В.Гайзенберг высказали гипотезу о протонно-нейтронном строении ядра (1932), а И.Е.Тамм и Юкава — о мезонной природе обменных ядерных сил. Работами лабораторий Ж.Кюри в Париже, Ферми — в Ри-

ме, Чадвика - в Кембридже и И.В.Курчатова - в Ленинграде в 30-х годах были заложены основы нейтронной физики - науки о свойствах нейтрона и его взаимодействиях с ядрами и веществом.

Открытие деления ядер под действием нейтронов и обнаружение возможности цепного процесса на нейтронах деления составили целую эпоху в науке, ставшей предвестником атомного века. Нейтрону и сегодня принадлежит особая роль в генерации и утилизации атомной энергии.

Наша конференция и начинается и заканчивается докладами по проблеме обеспечения нейтронными данными атомной энергетики. В докладе О.Д. Казачковского "Ядерная энергетика и нейтронная физика" будут сформулированы требования к нейтронной физике со стороны атомной технологии и атомной энергетики. Они будут конкретизированы в докладах и дискуссии У секции нашей конференции.

Полагаю, что все вы согласитесь с тем, что простое составление перечней потребностей типа *RENDA* не может быть исходным пунктом для составления целевых программ и постановки нейтронных исследований. Нам кажется правильным тот путь, на который стала школа Л.Н.Усачева. Я имею в виду его доклады на II и III Киевских конференциях. В них разработаны критерии, на основании которых формулируются точности различных нейтронных данных, если за исходные взять заданные значения точностей для КВ - важнейшей характеристики быстрых реакторов.

В отношении других областей применения нейтронных данных такие требования подобным образом еще не сформулированы. Настоятельно зовет нас на помощь нейтронными данными технология гибридных термоядерных установок и электроядерный способ получения ядерного горючего, а также ториевая проблема. Говоря о нейтронно-физических аспектах термоядерных и гибридных реакторов и электроядерном способе получения горючего, следует подчеркнуть важность форсирования

работ по изучению взаимодействия нейтронов с ядрами делящихся ядер, ядерного сырья и конструкционных материалов в широкой области энергий—до 30–50 МэВ. Следует сказать, что нейтронно-физические аспекты термоядерных реакторов оказались более сложными, чем это казалось ранее.

Физика реакторов на уран-ториевом цикле до сих пор остается мало разработанной. Такие реакторы могли бы обладать всеми конструктивными преимуществами теплового реактора и иметь $KB > 1$. Помимо этого упрощаются проблемы захоронения отходов. В таких реакторах накопление актинидов в 10^6 раз меньше, чем в уран-плутониевом цикле. Здесь необходимы уточнения η для отдельных резонансов ${}^{235}\text{U}$.

Дальнейшее развитие физики размножающих систем требует глубокого изучения процесса вынужденного деления и других нейтронных реакций на ядрах, перехода к выявлению деталей, которые, казалось, играют малую роль. Выбор оптимальных размножающих систем и режимов атомных реакторов с помощью ЭВМ требует высокой точности и надежности микроскопических ядерных данных. Это касается в первую очередь основных данных для нейтронно-физических расчетов и защиты, расчетов по ядерной и радиационной безопасности (сечение деления, рассеяния и захвата, $\bar{\nu}$, η ядерного горючего, сечения упругого и неупругого рассеяния и захвата нейтронов ядрами конструкционных материалов, спектров и угловых распределений нейтронов). Важное значение имеют данные о запаздывающих нейтронах — для расчета кинетики, контроля и управления реактором. Для практического использования ядерные данные должны быть введены в расчетные программы.

По последним данным Фаулера, экономия от уточнения нейтронных данных составляет 3 – 5 млн. долларов на 1 Мвт установленной мощности АЭС. При постановке крупно-масштабных новых нейтронных экспериментов необходимо учитывать экономические факторы.

Еще на I Киевской конференции, формулируя ее задачи, мы подчеркивали, что получение прецизионных нейтронных данных возможно только на базе развития теории взаимодействия нейтронов с ядрами и высоко развитой нейтронной физики вообще и нейтронной спектроскопии в особенности.

В последние годы в нейтронной физике осуществлены открытия большого фундаментального значения. За прошедшие два года они получили признание научной общественности. Я буду говорить о советских лабораториях.

В 1976г. в нашей стране в установленном порядке зарегистрировано открытие несохранения пространственной четности в электромагнитных переходах в ядрах, возбуждаемых в реакциях захвата медленных нейтронов. В докладе Ю.В.Абова "Несохранение пространственной четности в ядерных реакциях" будут изложены последние результаты труднейших исследований, которые ведутся в его лаборатории почти 15 лет.

Совсем недавно при исследовании взаимодействия поляризованных тепловых нейтронов с делящимися ядрами также было обнаружено нарушение пространственной четности при делении. Зарегистрировано открытие способа получения ультрахолодных нейтронов. За предсказание этого явления Ф.Л.Шапиро и Л.Б.Зельдович удостоены премии им. И.В.Курчатова. Сегодня трудно предсказать возможные последствия этого открытия. Физики, химики и биологи получают зонд, который практически не вносит энергии, появилась возможность изучения биологических структур *in vivo*.

На II Киевской конференции мы обращали внимание на необходимость постановки экспериментов по делению ядер с целью выявления особенностей и новых явлений, обусловленных второй потенциальной ямой двугорбого барьера деления, предсказанного В.М.Струтинским. На III конференции группой Шпехта из ФРГ были представлены результа-

ты исследований γ - излучения во второй потенциальной яме. Интерпретация этих данных тогда вызвала жаркую дискуссию. Сегодня, по-видимому, можно утверждать, что концепция двугорбого барьера получила новые подтверждения и стала общепризнанной.

Следует отметить, что углубление и расширение исследований взаимодействия нейтронов с ядрами обнаруживает все новые особенности, связанные с оболочечной структурой ядер. Они проявляются не только в основных состояниях и промежуточных возбуждениях (неупругое рассеяние), но и при высоких возбуждениях ($B \approx 8$ МэВ). Появились новые подтверждения открытой у нас ядерной оболочки в области деформированных ядер с числом нейтронов $N \approx 100$. Отступления от предсказаний оптико-статистической модели наблюдаются то в одной, то в другой области ядер. Особенно ярко эти отступления проявляются в неупругом рассеянии быстрых нейтронов на деформированных ядрах.

В связи с этим я хотел бы обратить внимание на доклад С.П.Ситько на секции II. В начале 1976 года он направил письмо в редакцию ЖЭТФ, в котором сообщил первые результаты исследований неупругого рассеяния нейтронов с $E \approx 3$ МэВ на ядре ${}_{Zm}^{152}$. В этой работе наблюдалась резкая аномалия в парциальных сечениях ротационных уровней. В представленном докладе это ярко иллюстрируется на примере ${}_{Zm}^{150}$ (сф.ядро), ${}_{Zm}^{152}$ и ${}_{Zm}^{154}$, а также гафния и вольфрама. Эти результаты подтверждены для ${}_{Zm}^{152}$ в работе Мак-Элистрема, доложенной на Лоувеллской конференции. Продолжаются эксперименты по определению времени жизни, дипольного момента, направленные на изучение фундаментальных свойств нейтрона.

Применения нейтронов для изучения свойств и строения твердого тела общеизвестны.

Развитию исследований по нейтронной физике благоприятствовали разработки и осуществление новых спектрометрических установок на ускорителях. На настоящей конференции представлены работы, выпол-

ненные на "Факеле", "Тнейсе", представлены доклады о разработке новых уникальных спектрометров ИБР-2, об окончании разработки нейтронно-спектрометрического режима изохронного циклотрона У-240 в Киеве. Есть основания надеяться, что до конца года будет опробован этот режим на коротких пролетных базах. На реакторах освоены нейтронные фильтры, уникальный детектор "Ромашка" и многороторные монокроматоры.

На этой конференции будет доложено об экспериментальных возможностях высокопоточного реактора ДДЛ, комплекса импульсных источников на мезонной фабрике ИИИ АН СССР и ЛЭУ-300.

Еще большее значение, чем техническое оснащение лабораторий, имеет развитие теоретических исследований механизмов реакций под действием нейтронов и свойств возбужденных состояний ядер. О работах по теории деления уже упоминалось. Как показала Лоувелльская конференция, развитие теории возбужденных состояний в работах В.Г.Соловьева и гибридизация оптической модели и статистического подхода в работах Мольдауэра приобретают все большее значение не только для интерпретации и описания экспериментальных данных, но и планирования и прогнозирования новых экспериментов.

Нас не могут не волновать теоретические исследования, указывающие на возможность создания нового класса ядер — сверхплотных, нейтронных и сверхтяжелых особых ядер. Ситуация в этой области будет представлена в докладе Б.А.Мигдала и др. "Пионная конденсация и области устойчивости аномальных ядер". Нашей конференции предшествовала Международная конференция по взаимодействию нейтронов с ядрами (Лоувэлл, июль, 1976 г.), в которой приняли участие крупнейшие специалисты по нейтронной физике многих стран. В обзорных докладах и оригинальных сообщениях на этой конференции подведены итоги 40-летнего развития нейтронной физики, сформулированы задачи этой науки на ближайшие годы.

Несколько замечаний по проведению конференции. Вам была вручена программа конференции. Даже при беглом просмотре вы не могли не заметить, что она содержит в основном репортерские доклады по многим оригинальным работам. Только нескольким работам отдано предпочтение и они будут докладываться полностью. Оргкомитет заранее приносит извинения, если другие значительные работы не удостоены ранга таких работ.

Для того чтобы дать возможность всем делегатам ознакомиться с докладами, секции будут заседать последовательно. Только две секции (У и VI) будут работать параллельно. С докладами можно ознакомиться в библиотеке. Языковые барьеры будут преодолеваются с помощью переводчиков.

Сегодня после пленарного заседания докладчики встретятся с председателями секций.

Пожелаем успеха в работе, приятного проведения времени на берегах Днепра. Киевляне рады принимать у себя дорогих гостей - ученых Москвы и Ленинграда, Парижа и Праги, атомных центров США и Англии и других атомных центров мира.

П Л Е Н А Р Н О Е З А С Е Д А Н И Е

Председатель М.В.Пасечник

ЯДЕРНАЯ ЭНЕРГЕТИКА И НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

О.Д.Казачковский

(ФЭИ ГКАЭ СССР)

В докладе освещаются основные потребности в области нейтронной физики, обусловленные развитием ядерной энергетики. Показана роль нейтронных исследований в изучении свойств ядер и более фундаментальных проблем ядерной физики.

NUCLEAR POWER AND NEUTRON PHYSICS

This paper takes up questions concerning the principal demands in the field of nuclear physics resulted from the development of nuclear power engineering. It is shown the role of neutron researches in studying the nuclear properties and more fundamental problems of neutron physics.

Явления природы, которым посвящена настоящая конференция, — нейтрон, деление ядер, цепная реакция деления — были открыты в 30-х годах. Исследования этих явлений, казавшихся в свое время чисто абстрактными, дали уже значительный практический выход. Ядерная энергетика, основанная на этих великих открытиях, играет заметную роль в обеспечении человечества энергией.

Трудно переоценить всю важность и значимость тех возможностей, которые открываются с использованием ядерной энергетики. Это — довольно редкий случай в истории, когда новые технические

достижения оказались весьма кстати. Появление ядерной энергетики как нового источника энергий промышленного масштаба совпало по времени как раз с тем, когда появилась угроза ограничения развития энергетики на обычном топливе, угроза, основанная прежде всего на реальном истощении существующих энергетических ресурсов.

Ядерной энергетике свойствен ряд преимуществ перед энергетикой, потребляющей органическое топливо. К ним в первую очередь относятся хорошая надежность и безопасность, высокий коэффициент готовности. Эта одна из самых безопасных отраслей народного хозяйства. Я имею ввиду при этом отрасль в целом, начиная с добычи руды, ее переработки и кончая выдачей электроэнергии.

Всему этому, безусловно, способствовали высокие качественные стандарты, заложенные в основу развития ядерной энергетики. Следует также отметить несомненно значительно большее удобство эксплуатации атомных электростанций по сравнению с обычными. Огромная теплотворная способность ядерного топлива, далее, делает атомные электростанции практически не связанными с сырьевыми базами. Ядерное топливо можно перевозить даже по воздуху — на экономике ядерной энергетики это почти не отразится. Вопросы экологии также здесь находят свое положительное решение, поскольку развитие обычных станций, сжигающих органическое топливо, уже встречается с практически неразрешимой проблемой, связанной с загрязнением атмосферы. Огромнейшие объемы газовых отходов, образующихся при работе обычных электростанций, делают эту проблему очень трудной, в то время как в случае ядерной энергетики компактность отходов в принципе позволяет достаточно хорошо решать эту задачу.

Здесь есть свои трудности, связанные со специфическими свойствами отходов — их радиоактивность. Но эти трудности вполне преодолимы.

Конечный критерий — экономика энергетики уже сейчас показывает, что сравнение между ядерной энергетикой и обычной явно в пользу первой.

Немаловажным является также еще одно обстоятельство. Следует стремиться к сохранению ценного органического сырья для нужд химической промышленности. Сжигание этого сырья является

самым невыгодным способом его использования. Еще Д.И.Менделеев в свое время говорил об этом.

Во вступительном слове президента АН УССР Б.Е.Патона, в ответственных выступлениях говорилось о достижениях в области развития ядерной энергетики. Я не буду повторяться. Хочу еще только раз подчеркнуть то обстоятельство, что, конечно, успехи ядерной энергетики основаны на достижениях нейтронной физики. Без тех результатов, которые дала нейтронная физика, невозможно было и мыслить о таком эффективном и быстром развитии ядерной энергетики.

Сейчас атомные электростанции уже занимают заметную долю в общем энергетическом балансе как у нас, в СССР, так и в мировой программе. Естественно, возникает вопрос: может быть, нейтронная физика уже все сказала и ядерная энергетика не нуждается больше в опеке со стороны нейтронной физики и может развиваться самостоятельно?

Ответ на этот вопрос, безусловно, отрицательный. Ядерная энергетика еще весьма заинтересована в результатах нейтронной физики. Дело в том, что до сих пор широкое развитие ядерной энергетики происходило на основе использования реакторов на тепловых нейтронах. Для этих реакторов действительно очень много известно - во всяком случае достаточно, чтобы обеспечить проектирование и создание этих систем с нужными параметрами. С этой стороны больших задач перед нейтронной физикой нет. Но реакторы на тепловых нейтронах, как все знают, обладают недостаточной эффективностью в отношении использования ядерного горючего. Они могут потреблять лишь 1-2% природного урана. Широкое развитие ядерной энергетики невозможно без быстрых реакторов, которые могут использовать практически весь уран, в том числе отвалный. К настоящему времени уже продемонстрировано, что быстрые реакторы технически осуществимы, показана их экономическая целесообразность. И мы - на пороге быстрого развития энергетики с реакторами на быстрых нейтронах. Сейчас опытные-демонстрационные реакторы на быстрых нейтронах достаточно большой мощности успешно проходят стадию промышленного испытания. В СССР, в г. Шевченко, на мощности 650 Мвт (тепл.) работает быстрый реактор БН-350, во Франции работает реактор "Феникс" и в Англии - реактор PFR. Строятся аналогичные реак-

торы в ФРГ и США, проектируются - в Японии и Италии. В ходе освоения промышленных быстрых реакторов имели место отдельные трудности, но они практически никак не связаны с работой реактора. Вспомнить нейтронную физику, во всяком случае, в имевших место затруднениях при пуске и работе уломанутых АЭС никак нельзя. Наоборот, если говорить о реакторах на быстрых нейтронах, то здесь прежде всего нужно отметить, что нейтронная физика уже внесла довольно большой вклад в осуществление программы разработки быстрых реакторов. Эти реакторы строятся, основные физические параметры их, как правило, с высокой степенью точности соответствуют расчетным. В частности, критическая нагрузка в пределах 1-2% совпадает с расчетным значением. Здесь, казалось бы, больше ничего не требуется со стороны нейтронной физики. Но если мы обратимся к таким параметрам, как распределение тепловыделения по объему активной зоны, то оно уже заметно отличается от расчетного. А компенсирующая способность органов регулирования отличается от расчетных значений еще более существенно. Из-за того, что еще нет достаточных данных, позволяющих с нужной точностью предсказать все необходимые параметры, приходится создавать критические сборки, моделирующие большие быстрые реакторы. Это - довольно громоздкие сооружения, работа с ними весьма трудоемка.

Отсюда - первая задача для нейтронной физики, которую я вижу, - это обеспечение такого уровня знаний параметров взаимодействия нейтронов с веществом, который позволил бы для следующих поколений быстрых реакторов отказаться от моделирующих критсборок.

Вторая задача связана с величиной коэффициента воспроизводства. Если посмотреть на таблицу существующих и проектируемых реакторов на быстрых нейтронах в разных странах, то бросается в глаза большой разброс в величинах коэффициентов воспроизводства. Частично этот разброс связан с разницей в конструкциях, но значительная доля этого разброса обуславливается неточностью знания констант взаимодействия нейтронов с веществом. Обеспечение хорошего расчетного предсказания коэффициента воспроизводства - это задача чрезвычайно большой важности, поскольку от точного знания коэффициента воспроизводства будет зависеть и подход к конструкции реактора и подход к решению проблем топливного цикла.

Оптимизация с желаемой точностью быстрых реакторов и установок по переработке отработавшего горючего все еще невозможна из-за недостаточно хорошего знания констант. Отсюда вытекает вторая задача — обеспечение достаточно высокой точности расчета величины коэффициента воспроизводства.

Если говорить о том, какие константы нужны в этом случае, то это, прежде всего, величина "альфа" для плутония, измеренная до сих пор с недостаточной точностью.

По-видимому, сейчас есть возможность более аккуратного измерения этого важного параметра с использованием опытно-промышленных (демонстрационных) реакторов. Представляется, что можно измерить с большей точностью, чем раньше, величину "альфа" для плутония по накоплению высших изотопов. При этом, правда, возникает задача прецизионного определения спектра нейтронов, в котором происходит реакция. Задача тоже нелегкая, но ее, по-видимому, можно будет решить. В целом же для успешного решения обеих задач необходимо идти по пути совершенствования прецизионности измерения всех основных параметров взаимодействия быстрых нейтронов с веществом. Прежде всего это относится к делению. Процесс деления под действием нейтронов на ближайшие десятилетия мыслится единственным источником ядерной энергии. Даже если будут использоваться электроядерный и гибридный термоядерный способ, все равно процесс деления будет лежать в основе выделения ядерной энергии.

Дальнейшее глубокое изучение всех черт этого процесса, даже самых маловероятных его вариантов, может иметь важное значение для ядерной энергетики. Так, например, при работе реакторов в образовании опасного для здоровья и легко проникающего через разные вещества трития ощутимый вклад вносит процесс деления, хотя на каждые десять тысяч делений рождается два ядра трития.

С явлением деления ядер связана одна из наиболее актуальных проблем современной ядерной физики — это проблема коллективного движения ядерной материи. При взаимодействии тяжелых ионов с ядрами это движение ведет к слиянию, а при делении — к разрыву ядра. Поэтому исследования динамических свойств неравновесных состояний ядерной системы при делении ядер является не только частной проблемой физики деления, а определяет уровень нашего понимания широкого класса ядерных явлений.

Необходимо вести и развивать измерения сечений неупругого рассеяния нейтронов с ядрами. Здесь еще много надо сделать. Большая прецизионность требуется и от экспериментов по радиационному захвату. Как это ни странно, измерениями радиационного захвата занимаются довольно давно и широким фронтом. Однако даже для такого важного изотопа, как уран-238, где, в принципе, есть все условия для хороших, высокоточных измерений, существует большой разброс в величине сечений, используемых для расчета в разных лабораториях.

Надо отметить широчайшее поле исследований всех возможных взаимодействий нейтронов с ядрами нескольких сотен изотопов, которые образуются в любом реакторе, проработавшем хотя бы некоторое время. Эти взаимодействия определяют активность и тепловыделение топлива при его переработке вне реактора и тем самым существенно определяют характер технологии этой переработки.

Несколько слов и о других задачах, в которых важную роль может играть и уже играет нейтронная физика и развитие ею экспериментальные методы. Следует отметить, что нейтронные методы нашли широкое применение во многих отраслях науки и техники: в изучении структуры вещества, в активационном анализе редких примесей, геологической разведке, неразрушающем контроле, медико-биологических приложениях и многом другом.

В заключение хочу отметить, что ядерная энергетика и прежде всего ядерная энергетика, основанная на реакторах на быстрых нейтронах, ждет еще очень многого от специалистов, занимающихся нейтронной физикой. Я думаю, что такие регулярные совещания по нейтронной физике, которые ныне организуются под эгидой МАГАТЭ, безусловно дадут возможность улучшить взаимодействие между различными группами, работающими в этой отрасли, и это будет способствовать более глубокому пониманию обсуждаемых проблем.

НЕСОХРАНЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЧЕТНОСТИ В ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

Ю. Г. Абов

(Институт теоретической и экспериментальной физики)

Представлен обзор последних данных по несохранению пространственной четности в ядерных реакциях. Указано на наличие больших расхождений между величинами эффектов, наблюдаемых на опыте, и теоретическими оценками.

PARITY NONCONSERVATION IN NUCLEAR REACTIONS WITH NEUTRONS

The survey of latest data on a non-conservation of a space parity in nuclear reactions is given. A considerable differences are shown between some experimental values and corresponding theoretical evaluations.

I. Введение

Еще в 1958 году Фейнман и Гелл-Манн [1] высказали гипотезу об универсальности слабого взаимодействия. Согласно этой гипотезе слабое взаимодействие любых фермионов, в том числе нуклонов, характеризуется одной константой. Сразу же после выхода в свет этой работы начались экспериментальные поиски слабого взаимодействия нуклонов. Поскольку сильное взаимодействие "выключить" невозможно, эффекты слабого взаимодействия нуклонов нужно было выделять на "фоне" их сильного взаимодействия. Относительная величина слабого взаимодействия нуклонов в ядрах может быть оценена как отношение потенциалов слабого и сильного взаимодействий. Такая оценка

[2, 3] дает по порядку величины $F \sim 10^{-7}$. Безразмерный параметр F определяет смешивание ядерных состояний с одинаковым полным моментом и разной четностью и называется амплитудой смешивания. Если слабое взаимодействие нуклонов в ядрах рассматривать как возмущение, то волновая функция i -го состояния ядра будет иметь вид

$$\psi_i^1 = \psi_i + \sum_{j \neq i} \frac{\langle j | V | i \rangle}{E_j - E_i} \psi_j = \psi_i^+ + F \psi_i^- \quad (I)$$

Функции ψ_i^+ , ψ_i^- имеют противоположные четности и являются собственными функциями невозмущенного гамильтониана системы; E_i , E_j - энергии соответствующих невозмущенных состояний. Сумма берется по всем состояниям, четность которых противоположна четности состояния ψ_i ; V - потенциал слабого взаимодействия нуклонов. Функции ψ_i^+ и ψ_i^- называются соответственно регулярной и нерегулярной частями волновой функции ψ_i^1 . Слабое взаимодействие нуклонов в ядерных процессах удобно искать, воспользовавшись уникальным свойством слабого взаимодействия - несохранением пространственной четности. Например, можно искать процессы, полностью запрещенные в случае сохранения четности. Так был обнаружен запрещенный по четности α - распад с уровня 2^- (8,87 Мэв) ядра ^{16}O на основное состояние $^+0$ углерода ^{12}C . В таких опытах эффект пропорционален F^2 , так как интенсивность перехода определяется не амплитудой, а абсолютной величиной смеси нерегулярной части волновой функции. Эффекты, обусловленные интерференцией состояний с противоположной четностью, пропорциональны F и, следовательно, на много порядков сильнее. К таким эффектам относится асимметрия углового распределения ядерного излучения относительно направления поляризации ядра или продольная поляризация этого излучения, а для J -квантов - циркулярная поляризация, если ядра не поляризованы. При этом в ядрах имеют место случаи усиления Р-нечетных эффектов, обусловленные различными причинами. При высоких возбуждениях средних и тяжелых ядер плотность уровней очень велика. Два уровня с одинаковыми спинами, но противо-

положительными четностями могут оказаться расположенными рядом друг с другом и амплитуда смешивания будет большой из-за малости знаменателя в формуле (1). Другой механизм усиления возникает, если регулярный переход в ядре сильно подавлен, например К-запретом в деформированных ядрах, а нерегулярный переход не подавлен или подавлен в меньшей степени. Часто для поиска несохранения Р-четности в ядерных электромагнитных переходах выбирают $M1$ - переходы. Тогда интерферирующими с ними Р-нечетными переходами должны быть $E1$ - переходы. В этом случае тоже возникает усиление, так как магнитные переходы заторможены по сравнению с электрическими. Подробно механизмы усиления были рассмотрены в работе [2].

Если четность не сохраняется, то угловое распределение излучения от поляризованного ядра содержит члены, пропорциональные нечетным степеням $\cos \theta$. Угловое распределение

γ - квантов, испускаемых после захвата тепловых поляризованных нейтронов, если Р-четность не сохраняется, дается выражением:

$$W(\theta) = C_{\text{нст}} (1 + P_n a \cos \theta); \quad (2)$$

θ - угол между направлениями поляризации пучка нейтронов и вылета γ - квантов; P_n - степень поляризации пучка;

$$a = 2ARF;$$

A - множитель, зависящий от спинов ядерных состояний и мультипольности перехода; R - фактор усиления; F - параметр смешивания состояний с противоположной четностью. Если пучок нейтронов не поляризован, то циркулярная поляризация γ - квантов, обусловленная нарушением четности, равна

$$P_\gamma = \frac{2}{1 + \delta^2} RF_A$$

где $\delta = \frac{\langle E(L+1) \rangle}{\langle M(L) \rangle}$ - параметр смешивания регулярного перехода.

В отдельных случаях фактор R может достигать величины 10^3 и более; так что если $F \sim 10^{-7}$, то эффекты, обусловленные несохранением четности, могут достигать порядка 10^{-4} . Есть отдельные случаи, когда эти эффекты достигают долей процента и даже процента, т.е. 10^{-2} .

2. Современная обстановка

Задачей этого обзора является краткое изложение ситуации, которая сложилась сегодня в области исследования слабого взаимодействия нуклонов. Сам факт существования эффектов, обусловленных несохранением пространственной четности в ядерных процессах, установлен с полной достоверностью. Этот факт истолковывается как результат слабого взаимодействия нуклонов. Впервые несохранения четности наблюдали в ИТЭФ в реакции $^{13}\text{Cd}(n\gamma)^{14}\text{Cd}$ на поляризованном пучке нейтронов. Это было в 1964 г. Сегодня факт несохранения четности в этой реакции, после многократных повторений разными экспериментаторами, не вызывает сомнений. С полной надежностью установлены случаи несохранения четности в γ -переходах изотопов ^{41}K , ^{42}Ca и ^{91}Ta . Первыми это сделали наши коллеги из ЛИАФ АН СССР. Их результаты подтверждены за рубежом. Можно привести и другие примеры [4], но самым ярким из всех случаев несохранения четности в ядерных электромагнитных переходах является асимметрия испускания γ -квантов перехода $8^- \rightarrow 6^+$ ядра ^{180}Hf , сопровождающегося излучением γ -квантов с энергией 501 кэВ [5]. Это смешанный $M2-E3$ -переход. Примесь P-нечетного E2-перехода может интерферировать как с регулярным M2-, так и E3-излучениями. В этом эксперименте было обнаружено рекордно большая P-нечетная асимметрия. В наших обозначениях она равна: $2a = (16,2 \pm 1,8) \cdot 10^{-3}$. Несколько разных групп измеряли циркулярную поляризацию того же перехода при отсутствии ядерной поляризации. Все результаты хорошо друг с другом согласуются. Вообще говоря, одного этого примера было бы достаточно для доказательства существования несохранения P-четности в ядерных электромагнитных переходах.

Несмотря на то, что существование слабого нуклон-нуклонного взаимодействия в ядрах твердо установлено, до сих пор нет полного согласия между величинами наблюдаемых на эксперименте P -нечетных эффектов и теоретическими оценками. Между тем, опыт продолжает поставлять новые данные и некоторые из них оказываются неожиданными. Такой неожиданностью является обнаружение несохранения четности в делении. Тяжелые ядра являются очень сложными объектами. Фактор усиления P -нечетных эффектов в ядрах R не поддается точному расчету. Тем более трудно теоретически исследовать роль слабого взаимодействия в процессе деления. Казалось, что наиболее простым и ясным объектом исследования должна быть реакция $n+p \rightarrow d+\gamma$, в которой отсутствуют эффекты ядерно-структурного усиления, и, следовательно, возможно непосредственное сравнение экспериментального результата с теорией. Однако расхождение теоретических оценок и экспериментального результата оказалось очень большим. Ввиду важности этого случая остановимся на этой реакции подробнее.

3. Реакция $n + p \rightarrow d + \gamma$

Эта реакция представляет особый интерес еще и потому, что, выполняя измерения на поляризованном и неполяризованном пучках нейтронов, можно раскрыть изотопическую структуру слабого взаимодействия [2, 6]. Мы рассмотрим здесь упрощенную схему процесса, которая носит иллюстративный характер, но не искажает качественной картины. Пучок нейтронов будем считать тепловым, т.е. не содержащим примеси p -волны. При рассеянии

S - нейтронов на протонах возникают два несвязанных состояния (n, p) - системы: ${}^1S_0 (T=1)$ и ${}^3S_1 (T=0)$.

Первое из них может перейти в основное дейтронное состояние ${}^3S_1 (T=0)$ с испусканием γ -кванта с энергией около 2,2 Мэв. Для упрощения картины мы можем пренебречь примесью 3D_1 - состояния к основному состоянию дейтона. Состояние 3S_1 , возникающее при рассеянии, перейти в связанное состояние 3S_1 не может, так как это $T=0 \rightarrow T=0$ - переход. Следовательно, в нашем приближении 3S_1 - состояние

(n, p) - системы не дает вклада в захват нейтронов протонами. Теперь "включим" P -нечетное взаимодействие. Возможностью образования несвязанных p -состояний мы пренебрегаем, поэтому p -состояния появятся в дейтоне. Нас будут интересовать состояния 3P_2 ($T=1$) и 1P_2 ($T=0$). Состояние 3P_0 нас не интересует, так как с основным состоянием дейтона 3S_1 оно смешиваться не может вследствие сохранения полного углового момента. Наличие p -состояний в дейтоне приводит к возможности переходов из n, p -системы в связанные состояния:

$${}^1S_0 \rightarrow {}^1P_2 \quad \text{и} \quad {}^3S_1 \rightarrow {}^3P_2$$

. Пусть пучок нейтронов будет неполяризованным. Тогда состояния 1S_0 и 3S_1 (n, p)-системы возникают независимо друг от друга, т.е. некогерентно.

Поэтому не может возникнуть интерференции регулярного перехода ${}^1S_0 \xrightarrow{M1} {}^3S_1$ и нерегулярного перехода ${}^3S_1 \xrightarrow{E1} {}^3P_2$.

Если только одна возможность: интерференция переходов ${}^1S_0 \xrightarrow{M1} {}^3S_1$ и ${}^1S_0 \xrightarrow{E1} {}^1P_2$. В результате этой $M1 - E1$ -интерференции должна возникнуть циркулярная поляризация δ -квантов. Оба дейтонных состояния 3S_1 и 1P_2 обладают нулевым изотопическим спином. Их смешивание, следовательно, вызвано изоскалярной частью слабого взаимодействия нуклонов. При взаимодействии поляризованных нейтронов с протонами состояния 1S_0 и 3S_1 оказываются когерентными и возникает возможность интерференции переходов:

$${}^1S_0 \xrightarrow{M1} {}^3S_1 \quad \text{и} \quad {}^3S_1 \xrightarrow{E1} {}^3P_2$$

. Эта $M1 - E1$ -интерференция должна приводить к появлению P -нечетной асимметрии в угловом распределении δ -квантов, так как 3S_1 -состояние n, p -системы поляризовано. Можно показать [2], что эта интерференция не дает циркулярной поляризации δ -квантов. С другой стороны, очевидно, что интерференция ${}^1S_0 \xrightarrow{M1} {}^3S_1$ и ${}^1S_0 \xrightarrow{E1} {}^1P_2$ -переходов не дает вклада в асимметрию углового распределения δ -квантов, т.к. 1S_0 -состояние не может быть поляризовано даже при захвате поляризованных нейтронов. Таким образом, угловая асимметрия испускания δ -квантов в рассматриваемой реакции вдоль и против направления поляризации пучка нейтронов пропорциональна амплитуде смешивания 3P_2 ($T=1$)- и 3S_1 ($T=0$)-состояний в дейтоне и, следовательно, обусловлена изовекторной частью слабого нуклон-нуклонного взаимодействия. В на-

стоящее время теория не дает категорических предсказаний, касающихся изотопической структуры слабого взаимодействия нуклонов. Согласно токовой теории слабого взаимодействия в рамках модели Кабиббо изовекторная часть слабого взаимодействия подавлена относительно изоскалярной части на порядок величины [2], однако учет схода нуклонов с массовой поверхностью в ядрах, а также учет вклада нейтральных токов ликвидивирует эту подавленность. Так, например, Гарри [7], основываясь на модели слабого взаимодействия Вайнберга-Салама, показал, что нейтральные токи дают заметный вклад в изовекторную часть слабого нуклон-нуклонного взаимодействия, почти не изменяя изоскалярной части, и могут усилить изовекторные P-нечетные эффекты в 10-20 раз. Однако, согласно подавляющему большинству теоретических оценок, циркулярная поляризация и асимметрия углового распределения γ -квантов в реакции $n+p \rightarrow d+\gamma$ не превосходят величины 10^{-8} . Опыт, выполненный в ЛЯФ АН СССР, привел к следующему значению величины циркулярной поляризации γ -квантов в этой реакции [8]:

$$P_{\gamma} = (-1,30 \pm 0,45) \cdot 10^{-6}.$$

Этот результат не находит объяснения в большинстве теоретических работ. Исключение составляют работы Данилова [9].

В опыте Поттера и др. [10] измеряли сечение рассеяния продольно поляризованного пучка протонов с энергией 15 Мэв на газообразном водороде. Вследствие интерференции регулярной и нерегулярной частей амплитуды рассеяния в полном сечении рассеяния должен возникнуть псевдоскалярный член, пропорциональный $\vec{\sigma} \cdot \vec{p}$, где $\vec{\sigma}$ - спин, а \vec{p} - импульс протонов. Рассеянные протоны регистрировались жидко-сцинтилляционными счетчиками, окружавшими камеру с газообразным водородом, находившимся под давлением 3 атм. Поляризацию пучка периодически реверсировали. Получен результат:

$$F = \frac{\sigma_R - \sigma_L}{\sigma_R + \sigma_L} \leq (1 \pm 4) \cdot 10^{-7}.$$

Несохранение четности в p-p-рассеянии должно иметь место не только вследствие существования слабого нейтрального тока, но и по обычной теории, учитывающей только заряженные токи.

Наконец, недавно из Гренобля получено другое очень интересное сообщение [11]. Группа проф. Вильсона измерила асимметрию испускания γ -квантов в той же реакции на поляризованном пучке нейтронов. Получен результат:

$$a = (0,6 \pm 2,1) \cdot 10^{-7}.$$

Представляется очевидным, что результат, полученный в ЛИЯФ, необходимо повторить, прежде чем можно будет делать окончательные выводы.

4. Другие новости

Совершенно неожиданным результатом является сделанное недавно в ИТЭФ группой Данилина обнаружение несохранения пространственной четности в делении ядер. Эта работа будет более подробно доложена на этой конференции, и поэтому мы здесь можем не останавливаться на описании установки. Еще в 1961 году В.В. Владимирский и В.Н. Андреев [12] обратили внимание на то, что барьер деления может заметно отличаться для состояний с разной четностью. Тогда, если вследствие несохранения четности имеет место смешивание ядерных состояний с разной четностью, после прохождения барьера доля смешивания может измениться и в благоприятном случае привести к большому усилению Р-нечетных эффектов. Авторы предлагали искать такие эффекты при спонтанном делении ядер. Будник и Роботнов [13] рассмотрели механизм усиления Р-нечетных эффектов в подбарьерном делении для случая двухгорбового барьера. В энергетической зависимости вероятности деления возникает острый максимум, если энергия возбуждения делящегося ядра совпадает с положением квазистационарного уровня во второй яме. Проницаемость резонансным образом возрастает. Усиление Р-нечетного эффекта может наступить, если в двух ямах совпадают уровни с противоположной четностью. Несохраниение четности в процессе деления может привести к следующим эффектам:

1) асимметрии вылета легких (тяжелых) осколков относительно направления поляризации делящихся ядер;

2) продольной поляризации вторичных нейтронов при делении неполяризованных ядер;

3) циркулярной поляризации γ -квантов деления.

Г.В.Данилян и его сотрудники задалась целью искать несохранение четности в обычном надбарьерном делении. Одним из возможных механизмов усиления эффекта может быть близость уровней с противоположной четностью, обусловленная высокой плотностью сильно возбужденных состояний в тяжелых ядрах. Несокращение четности может проявиться в неодинаковом распределении массы между осколками, летящими вдоль и против направления поляризации, т.е. как асимметрия испускания легкого (тяжелого) осколка. Исследовали асимметрию деления ^{235}U на поляризованном пучке нейтронов. Асимметрия испускания легкого осколка оказалась равной

$$a = (1,37 \pm 0,35) \cdot 10^{-4},$$

что означает, что легкие осколки испускаются преимущественно вдоль направления поляризации.

Кроме неожиданного результата с делением урана, в ИТЭФ были получены еще два интересных результата на поляризованном пучке нейтронов в той же группе [14]. Еще раз, но независимо от группы Абова, Крупчицкого, был измерен коэффициент асимметрии в угловом распределении γ -квантов ядра ^{114}Cd с энергией 9,0 Мэв в реакции $^{113}\text{Cd}(n\gamma)^{114}\text{Cd}$ на поляризованном пучке нейтронов. Полученный результат

$$a = - (5,0 \pm 1,2) \cdot 10^{-4}$$

хорошо согласуется с ранее полученным с ИТЭФ результатом

$a = - (4,1 \pm 0,8) \cdot 10^{-4}$ и результатом группы проф. Р. Вильсона (США), которая измеряла циркулярную поляризацию этого же перехода на неполяризованном пучке нейтронов:

$$P_{\gamma} = - (6,0 \pm 1,5) \cdot 10^{-4}.$$

Кроме того, была обнаружена P-нечетная асимметрия в угловом распределении γ -квантов с энергией $E_{\gamma} = 9,3$ Мэв в реакции $^{117}\text{Sn}(n\gamma)^{118}\text{Sn}$ на том же поляризованном пучке нейтронов:

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

К сожалению, теория не может сегодня предсказывать величины Р-нечетных эффектов для случая сильных возбуждений средних и тяжелых ядер. Асимметрия испускания γ -квантов поляризованными ядрами, обусловленная несохранением пространственной четности, может возникнуть не только после захвата поляризованных нейтронов, но и после β -распада на возбужденное состояние дочернего ядра. Вследствие несохранения четности в β -распаде дочерние ядра оказываются частично поляризованными. Для измерения углового распределения γ -квантов в этом случае необходимо регистрировать и направление вылета электронов β -распада. Опыты такого рода оказываются в методическом отношении очень сложными. Поэтому не удивительно, что есть лишь одна работа [15], в которой, как нам кажется, такой эффект надежно установлен. В работе дан подробный анализ возможных систематических погрешностей и разработана методика их устранения. Авторы обнаружили асимметрию в угловом распределении γ -квантов ^{203}Te с энергией 279 кэВ. Это возбужденное состояние возникает после β -распада $^{203}\text{Hg} \xrightarrow{\beta} ^{203}\text{Te}$. Величина асимметрии оказалась равной

$$a = - (2,6 \pm 0,7) \cdot 10^{-4}.$$

В данном случае можно сделать грубую оценку величины ожидаемого эффекта. Ядро ^{203}Te содержит 81 нейтрон, и поэтому для описания структуры этого ядра можно воспользоваться оболочечной моделью. Такая оценка была сделана и привела к значению асимметрии $-(1 \pm 5) \cdot 10^{-6}$. Мы видим, что экспериментальное значение асимметрии на два порядка выше теоретического.

5. Заключение

В настоящее время известны лишь два случая, в которых теоретические оценки, сделанные с использованием различных моделей, неплохо согласуются с измеренными величинами Р-нечетных эффектов. Это α -ширина запрещенного по четности α -распада ^{210}Po с уровня 2^- (8,87 МэВ) на основное

состояние 0^+ ядра ^{12}C и асимметрия $\sigma_{\text{излучения}}$ перехода $\frac{1}{2}^- \rightarrow \frac{1}{2}^+$ с энергией 110 кэВ ядра ^{19}F . Однако точность последнего эксперимента недостаточно высока, чтобы вообще гарантировать наличие самого эффекта. В остальных случаях теория либо не может дать точных предсказаний, либо имеет место расхождение, причем всегда в одну сторону: экспериментальные результаты во много раз превосходят теоретические оценки.

Л и т е р а т у р а

1. Feynman R.P., Gell-Mann M. "Phys.Rev.". 1958, v.109, p.193.
2. Шапиро И.С. "Успехи физ.наук", 1968, т. 95, с. 647.
- об. "Материалы семинара по электромагнитным взаимодействиям в ядерных реакциях". Препринт ОИЯИ 3-3442, Дубна, 1967, с. 76.
3. Blin-Stoyle R.J. Fundamental Interactions and the Nucleus, Amsterdam-New York, North-Holland-American Elsevier, 1973 (см. на русск. яз.: Р.Блин-Стойл. Фундаментальные взаимодействия и атомное ядро, пер. с англ. М., "Мир", 1976).
4. Абов Ю.Г., Крупчицкий П.А. "Успехи физ. наук", 1976, т. 118, с. 141.
5. Krane K.S. е.а. "Phys. Rev.", 1971, v. C4, p. 1906.
6. Danilov G.S. "Phys.Lett.", 1965, v. 18, p. 40.
7. Gari M., Reid J.H. "Phys. Lett.", 1974, v. 53B, p. 237;
Gari M., Schlitter J. Ibid., 1975, v. 59B, p. 118.
8. Lobashev V.M. е.а. "Nucl. Phys.", 1972, v. A119, p. 241.
9. Danilov G.S. "Phys. Lett.", 1965, v. 18, p. 40; Данилов Г.С. "Ядерная физика", 1971, т. 14, с. 788.
10. Potter J.M. е.а. "Phys. Rev. Lett.", 1976, v.33, p. 1307.
11. Jeenike E. е.а. Preprint ISN 76, 35.
12. Владимирский В.В., Андреев В.Н. "Журн.эксперимент.-теорет.физ.", 1961, т. 41, с. 663.
13. Budnik A.P., Robotnov N.S. "Phys.Lett.", 1973, v. 46B, p.155.
14. Данилян Г.В. и др. Письма в "Журн. эксперимент.-теорет. физ.", 1976, т. 24, с. 380.
15. Dydak F. е.а. "Phys. Lett.", 1971, v. B37, p. 375;
"Nucl. Phys.", 1976, v. A265, p. 493.

ПИОННАЯ КОНДЕНСАЦИЯ И ОБЛАСТИ УСТОЙЧИВОСТИ
АНОМАЛЬНЫХ ЯДЕР

А.Б.Митдал, Г.А.Сорокин
(ИТФ им. Л.Д.Ландау АН СССР)

О.А.Маркин, И.Н.Милустиг
(ИАЭ им. И.В.Курчатова)

Обсуждается возможность существования сверхплотных ядер с различным отношением заряда к массе. В рамках простых моделей рассчитаны энергия связи и равновесная плотность сверхплотных и нейтронных ядер. Показано, что точность теории в настоящее время недостаточна для того, чтобы сделать определенный вывод о существовании подобных ядер, однако такая возможность существует при разумном выборе значений ядерных констант.

PION CONDENSATION AND STABILITY OF ABNORMAL NUCLEI

A possible existence of super-dense nuclei with various Z/A ratios is discussed. The binding energy and the equilibrium density of super-dense and neutron nuclei are calculated in terms of simple models. It is shown that the accuracy of the present-day theory is not sufficient to make a definite conclusion whether such nuclei exist, but such a possibility exists at reasonable values of nuclear constants.

Возможность существования сверхплотных ядер благодаря пионной конденсации впервые обсуждалась в работе [1]. Затем этот вопрос был рассмотрен более подробно в работе [2], где обсуждалась также возможность существования нейтронных ядер. В настоящей работе проведено более детальное рассмотрение свойств аномальных ядер с использованием последних результатов теории пионной конденсации.

Современные модельные расчеты энергии пионного конденсата позволяют найти как энергию слабого конденсатного поля [3].

так и энергию развитого конденсата [4-6]. В то же время, как будет показано ниже, точность расчетов энергии конденсата (а также нуклонной энергии) недостаточна для того, чтобы сделать определенный вывод о существовании аномальных ядер.

Энергия системы A барзионов, отсчитанная от суммы масс нуклонов, $\sum m_N = mA$, имеет вид

$$E(n, A, \nu) = \varepsilon(n, \nu)A + \alpha_s(n, \nu)A^{2/3} + \alpha_e \nu^2 A^{5/3}; \quad (I)$$

$$\nu \equiv Z/A;$$

$\varepsilon(n, \nu)$ - энергия, приходящаяся на частицу в бесконечной системе; члены, пропорциональные $A^{2/3}$ и $A^{5/3}$, представляют соответственно поверхностную и кулоновскую энергии. Для простоты в (I) пренебрегается спариванием, деформацией и оболочечными эффектами. Рассмотрим сначала первое слагаемое. $\varepsilon(n, \nu)$ включает энергию конденсации и энергию барзионной подсистемы:

$$\varepsilon(n, \nu) = \varepsilon_{\pi}(n, \nu) + \varepsilon_B(n, \nu). \quad (2)$$

Энергия конденсации рассчитывалась в различных моделях в [3-10]. Вблизи критической точки можно получить аналитическое выражение для $\varepsilon_{\pi}(n, \nu)$, развивая теорию возмущений до четвертого порядка по амплитуде конденсатного поля [3]:

$$\varepsilon_{\pi}(n, \nu) = -\beta \frac{(n - n_c)^2}{2n}; \quad n > n_c. \quad (3)$$

Значения n_c и β приводятся в работах [3] и [7] для различного изотопического состава среды и для различных значений константы, введением которой учитываются нуклонные корреляции [11-13,6].

Метод расчета энергии развитого конденсата приводится в работе [5], где был развит подход, позволяющий получить простые аналитические выражения для энергии конденсата заряженных пионов в достаточно реалистической модели, учитывающей P - и S -волновые πN -взаимодействия, $\pi\pi$ -взаимодействие, N_{33}^* (1232)-резонанс и нуклонные корреляции. В дальнейшем будут использованы результаты работ [5,6], однако в нашем случае, в отличие от [5,6], где рассматривалась бесконечная система, следует отказать от условия электронейтральности.

При больших плотностях ($n \gg n_c$) с достаточной точностью можно использовать модель предельного конденсатного поля [6]. В этой модели энергия конденсации имеет вид

$$\varepsilon_{\pi}(n, \nu) = \varepsilon_{\pi}(n) + \Delta_{\pi}(n)(1 - 2\nu)^2, \quad (4)$$

$$\varepsilon_{\pi}(n) = - \left[\frac{31}{50} f'^2 (1 - \gamma) n - \frac{4}{3} \right], \quad (5a)$$

$$\Delta_{\pi}(n) = n / 2F^2. \quad (5b)$$

Здесь $\hbar c = m_{\pi} = 1$, $\Delta = m_{N^*} - m_N = 294 \text{ МэВ} \cdot 2,4$, $F = 1,35 m_{\pi}$ - константа распада пиона. Константа πN - взаимодействия f определяется соотношением $f = G_A / F$, где $G_A = 1,36$ - аксиальная константа связи. Для расчета энергии связи аномальных ядер в дальнейшем используется значение $f' = 0,9 f$, которое учитывает слабую перенормировку константы πN - взаимодействия в ядерном веществе [11]. Величина γ , учитывающая нуклонные корреляции, связана с локальной амплитудой спин-изоспинного нуклон-нуклонного взаимодействия Φ_{π}^{-} [11] соотношением

$$g^{-} = (f')^2 \frac{2 m P_0}{\pi^2} \gamma, \quad (6)$$

где $P_0 = 1,92$ - ферми-импульс в ядерном веществе при нормальной ядерной плотности $n_0 = 0,17$, $\phi^{-} = 0,48$.

При выводе (5a) в (6) предполагалось, что с точностью до коэффициентов Клебша-Гордана локальные амплитуды NN , NN^* и N^*N^* - взаимодействия совпадают. Возможно, локальное NN^* - взаимодействие слабее, чем NN - взаимодействие, как можно заключить на основании данных по (pp, N^*n) -рассеянию с большими передаваемыми импульсами. Если это так, конденсатная энергия должна существенно превышать значение, даваемое формулой (5a); с другой стороны, в нашем рассмотрении не учитывались релятивистские поправки к вершинам, приводящие к уменьшению энергии конденсации. Так как при наличии других неизвестных параметров учесть эти эффекты с требуемой точностью трудно, мы будем использовать (5a) в качестве разумной оценки.

В дальнейшем во всей интересующей нас области плотностей используется простая интерполяционная формула

$$\mathcal{E}_F(n, \nu) \approx -\beta(n) \frac{(n-n_c)^2}{2n}, \quad (7)$$

где

$$\beta(n) = A + B \frac{n_c}{n} + C \left(\frac{n_c}{n} \right)^2. \quad (7a)$$

Коэффициенты A , B и C , зависящие от ν , выобразятся так, чтобы значения $\beta(n_c)$ совпадали с найденными в [7] и чтобы при $n/n_c \rightarrow \infty$ значение \mathcal{E}_F асимптотически приближалось к предельному значению, определяемому формулами (4), (5a) и (5б).

Рассмотрим теперь барионную энергию $\mathcal{E}_B(n, \nu)$. Как будет показано ниже, интерес представляют только случаи $1-2\nu \ll 1$ и $\nu \ll 1$. В первом случае, при $n-n_0 \ll n_0^2 \nu$ можно выразить через сжимаемость ядерного вещества K :

$$\mathcal{E}_B(n, \nu/2) = -\mathcal{E}_0 + \frac{K}{2} \left(1 - \frac{n}{n_0} \right)^2, \quad (8)$$

где $\mathcal{E}_0 = 15,7 \text{ МэВ} = 0,11$. В теории ферми-жидкости $K = (2/3) \mathcal{E}_F (1+2f_0)$, где f_0 - локальная амплитуда скалярного взаимодействия нуклонов [11]. Сравнение с экспериментом дает $f_0 = 0,25 \pm 0,1$ [15]. Для оценки мы возьмем значение $f_0 = 0,25$, что соответствует $K = 40 \text{ МэВ} = 0,29$.

При больших плотностях барионная подсистема существенно перестраивается. Вместо двух ферми-сфер протонов и нейтронов заполняется одна ферми-сфера барионных квазичастиц, являющихся суперпозицией p -, n -, N^{++} , N^{*0} , N^{*-} и N^{*-} состояний. Энергия \mathcal{E}_B , соответствующая такой конфигурации, содержит кинетическую энергию и энергию взаимодействия барионных квазичастиц

$$\mathcal{E}_B(n) = \frac{3(3\pi^2 n)^{2/3}}{10m} + U(n). \quad (9)$$

При больших плотностях \mathcal{E}_B определяется отталкиванием на малых расстояниях. Предполагая, что это отталкивание одинаково для всех барионов, образующих квазичастицу, можно оценить \mathcal{E}_B ,

взяв $U(n)$ из расчетов энергии нейтронного вещества (см., например, [16]).

В дальнейшем будет использована следующая интерполяционная формула:

$$\varepsilon_{\beta} \left(\chi \equiv \frac{n-n_0}{n} \right) = -0,11 + \frac{0,14 \chi^2}{0,37 \chi + 1}. \quad (10)$$

При $\chi \ll 1$ (10) совпадает с (8). При $n = 7,35$, $\rho = 1,25 \text{ г-см}^{-3}$ $\varepsilon_{\beta}(n)$ и $d\varepsilon_{\beta}/dn$ совпадают с расчетами для нейтронной материи, при более высоких плотностях значение ε_{β} берется из расчетов для нейтронного вещества [16].

В настоящее время нет достаточно надежных расчетов поверхностной энергии при больших плотностях. Мы оценим коэффициент a_s в (1), предполагая, что толщина поверхностного слоя совпадает с радиусом действия ядерных сил, то есть не зависит от плотности:

$$a_s(n, \nu) = 0,13 \left(\frac{n}{n_0} \right)^{1/3} \frac{\varepsilon(n, \nu)}{\varepsilon(n_0, 1/2)}. \quad (11)$$

Кулоновский коэффициент a_Q можно записать в виде

$$a_Q = 0,005 \left(\frac{n}{n_0} \right)^{1/3}. \quad (12)$$

Численные коэффициенты в выражениях для a_s и a_Q выбраны так, чтобы при $n=n_0$ дать их значения для обычных ядер.

Сформулируем теперь условия устойчивости, которым должна удовлетворять конечная система при нулевом давлении.

1. Положительный дефект масс

$$-E(n, A, \nu) > 0. \quad (13)$$

2. β - равновесие (электроны свободно покидают ядро)

$$\left(\frac{\partial E}{\partial Z} \right)_A = \mu_p - \mu_n = 0. \quad (14)$$

3. Устойчивость по отношению к делению определяется соотношением

$$\frac{Z^2}{A} < 2 \frac{a_s(n, \nu)}{a_Q(n)}. \quad (15)$$

Из (11), (12) и (15) получим:

$$Z^2/A < 50f(n, \nu), \quad (16)$$

где $f(n, \nu) = \epsilon(n, \nu) / \epsilon(n_0, 1/2)$. При $n=n_0$ (16) переходит в хорошо известный критерий устойчивости нормальных ядер. Из (1), (5) и (14) легко найти равновесное значение

$$\nu = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{\alpha q(n)}{4 d_T(n)} A^{2/3} \right]^{-1}. \quad (17)$$

Из (16) и (17) следует, что могут существовать две области устойчивости:

а) $A < A_1 \approx 200f(n, 1/2)$ и $\nu \approx 1/2$ (сверхплотные ядра);
 б) $A > A_2 \approx 2 \cdot 10^5 (n/n_0)^4 f^{-2}(n, 0)$ и $\nu \approx 50(n/n_0)^{2/3} A^{-2/3} \ll 1$ (нейтронные ядра). У таких ядер отношение Z^2/A достаточно мало для того, чтобы деление было невозможным, но их заряд достаточно велик, чтобы кулоновская энергия запрещала β -распад *).

Ядра с отношением Z/A , отличным от равновесного, будут β -активными. Из (5) и (3) можно оценить максимальную энергию β -распада:

$$\epsilon_\beta = - \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial \nu} \right)_A \sim - \frac{\partial \epsilon}{\partial \nu} = 4 d_T(n) (1-2\nu). \quad (18)$$

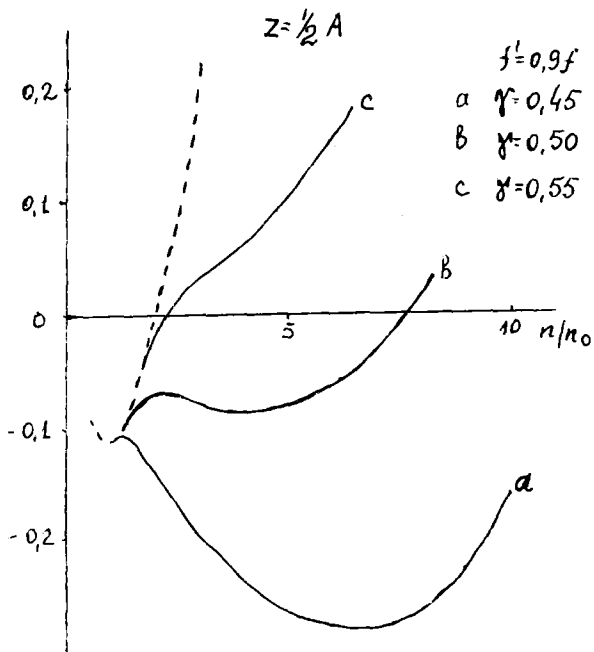
При $n = 5n_0 = 2,4$ и $\nu = 0$ $\epsilon_\beta = 2,6 \approx 400$ МэВ.

Рассмотрим теперь энергию связи аномальных ядер. Прежде всего, отметим, что при высоких плотностях полная энергия системы является суммой двух больших чисел - положительной энергии барионной подсистемы и отрицательной энергии конденсации, которые почти полностью компенсируют друг друга. В результате точность расчетов полной энергии невысока, и эти расчеты должны рассматриваться лишь как иллюстрация различных возможностей.

Результаты расчетов $\epsilon(n)$ для сверхплотных ядер ($\nu = 1/2$) представлены на рисунке. Отметим, что при вычислениях выбирались значения ядерных констант, для которых $n_c > n_0$. Возможно,

$n_c < n_0$, тогда пионный конденсат должен существовать в обычных ядрах [12,13] и все параметры, характеризующие нормальные ядра, уже включают в себя вклад конденсата. Наиболее вероятно, что аномальные ядра в этом случае не существуют.

* Возможный эффект накопления фермионов в сильном электростатическом поле таких ядер рассмотрен в [23].



Энергия, приходящаяся на частицу
 для ядерного вещества ($\nu = 1/2$).
 Пунктирная линия - гармонная энергия (10).
 Кривые а, б и с соответствуют $\gamma = 0,45$;
 $n_c = 0,54$; $\gamma = 0,5$; $n_c = 0,65$; $\gamma = 0,55$; $n_c = 0,79$

ξ (n) рассчитывалась также для нейтронного вещества ($Z \ll A$) и были получены аналогичные результаты [7]. Заметим, что при определенном выборе констант теории связанными оказываются аномальные ядра с нулевым электрическим зарядом. Итак, наше рассмотрение показало, что параметры аномальных ядер существенно зависят от плохо определенных ядерных констант. Следует также отметить, что в использованной нами модели [5,6] удается учесть лишь конденсат заряженных пионов. Конденсат нейтральных пионов, который также должен образоваться при (I2), (I3) может существенно понизить энергию системы. Более того, минимум энергии может соответствовать пространственной структуре, более сложной, чем простейшая конфигурация типа плоской волны [3,17,18]. Оба эффекта способствуют образованию аномальных ядер; с другой стороны, выбор более жесткого уравнения состояния барионной подсистемы или учет релятивистских поправок к формфакторам может повысить полную энергию. В настоящее время невозможно учесть все эти эффекты с требуемой точностью, и главный вывод, который можно сделать на основании нашего рассмотрения, состоит в том, что возможность существования аномальных ядер теоретически не исключена. Очевидно, что вопрос должен быть решен экспериментально.

В принципе, не исключена возможность того, что аномальные ядра имеют более высокую энергию связи, то есть нормальные ядра являются метастабильными. В связи с этим интересно было бы установить экспериментальное ограничение на вероятности спонтанных переходов аномальных ядер в сверхплотное состояние. До сих пор попытки обнаружить ядра с аномально большой энергией связи не дали результата [19-21, 24-26].

Представляет также интерес поиск стабильных или короткоживущих β -активных аномальных ядер с небольшими массовыми числами ($A \sim 100$) в продуктах деления обычных ядер, а также среди фрагментов, образующихся при взаимодействии релятивистских частиц с ядрами [26-28].

Весьма вероятно, что сверхплотные ядра могут образоваться при лобовом столкновении тяжелых ионов с энергией порядка нескольких сот мегаэлектронвольт на нуклон. В этом случае должна образоваться область повышенной плотности. При достаточно большом β (см. (2)) сжимаемость становится отрицательной уже при

$n = n_c$, и для того, чтобы начался процесс образования сверхплотной фазы, достаточно сжать систему до критической плотности n_c . Вне зависимости от того, существуют ли стабильные аномальные ядра, динамика столкновения в этом случае должна определяться пиконной конденсацией [29].

И наконец, необходимо вести поиски аномальных ядер в космических лучах, как предлагалось еще в работе [1]. Возможность наблюдения стабильных аномальных ядер или их β -активных осколков, образовавшихся в результате столкновений с ядрами атмосферы, должна учитываться при планировании и анализе результатов экспериментов. Например, не исключена возможность того, что необычный трек, приписанный первоначально магнитному монополю [22], представляет собой след аномального ("нейтронного") ядра с $Z \approx 10^2$, $A \sim 10^4$. Интересно также было бы провести поиски аномальных ядер в метеоритах и поверхностных слоях лунного грунта.

Литература

1. Мигдал А.Б. ЖЭТФ, 1971, т.61, с. 2209.
2. Мигдал А.Б. Phys.Lett 1974, 52B, с. 172.
3. Мигдал А.Б., Маркин О.А., Мишустин И.Н. ЖЭТФ, 1976, т. 70, с. 1570.
4. Au C.K., Baum G. Nucl.Phys., 1975, A236, p. 500.
5. Campbell D., Dashen R., Manassah J. Phys.Rev., 1975, D12, p.979.
6. Baum G., Campbell D., Dashen R. et al. Phys.Lett., 1975, 58B, p. 304.
7. Мигдал А.Б., Маркин О.А., Мишустин И.Н. и др. ЖЭТФ, 1977, т. 72, с. 1247.
8. Sawyer R., Scalapino D. Phys.Rev., 1973, D7, p.953.
9. Hartle J., Sawyer R., Scalapino D., Ap.J.199, 1975, p.471.
10. Weise W., Brown G.E. Phys.Lett., 1975, 58B, 300.
11. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер.
12. Мигдал А.Б. ЖЭТФ, 1972, т. 63, с. 1993.
13. Мигдал А.Б., Маркин О.А., Мишустин И.Н. ЖЭТФ, 1974, т. 66, с. 443.
14. Mountz I. et al. Phys.R.v., 1975, D12, p.1211.
15. Osadchev V., Troitski M. Phys.Lett., 1968, 26B, p.421.
16. Pandharipande V., NuclPhys., 1971, A178, p. 123.
17. Маркин О.А., Мишустин И.Н. Письма в ЖЭТФ, 1974, с.497. т. 20.
18. Сорокин Г.А. Письма в ЖЭТФ, 1975, т. 21, с. 312.

19. Price P., Stevenson J. Phys.Rev.Lett., 1975, v.34, p. 409.
20. Holt R. et al. Phys.Rev.Lett., 1976, v.36, p. 183.
21. Frankel S. et al. Phys.Rev., 1976, C13, p.737.
22. Price P. et al. Phys.Rev.Lett., 1975, v.35, p.487.
23. Воскресенский Д.Н., Сорокин Г.А., Черноуцан А.И. Письма в ЖЭТФ, 1977, т. 10, с. 25.
24. Алешин В.И., и др. Письма в ЖЭТФ. 1976, т.24, с.114.
25. Карнаухов В.А., Поликанов С.М. Препринт ОИЯИ, P15-10421, Дубна, 1977.
26. Карнаухов В.А. Препринт ОИЯИ, P15-10459, Дубна, 1977.
27. Куляков А.В., Понтекорво Б.М. Препринт ОИЯИ, P1-10202, Дубна, 1976.
28. Бугорский А.П. и др. Препринт ОИЯИ, I3-10216, Дубна, 1976.
29. Галицкий В.М., Машустин И.Н. Препринт ИАЭ-2783, Москва, 1977.

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

ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ
НЕЙТРОННЫХ И РАДИАЦИОННЫХ СИЛОВЫХ ФУНКЦИЙ

В.В.Воронцов, В.Г.Соловьев
(СИЯИ)

Предложен новый метод вычисления нейтронных и радиационных силовых функций в рамках модели, учитывающей взаимодействие квазичастиц с фононами. Получено хорошее описание нейтронных силовых функций в деформированных ядрах и E1-силовых функций для переходов в основные состояния полумагических ядер. Обсуждены пути экспериментального определения величин многоквартичных компонент волновых функций нейтронных резонансов.

SEMIMICROSCOPIC DESCRIPTION OF THE NEUTRON AND
RADIATION STRENGTH FUNCTIONS

A new method for calculating the neutron and radiative strength functions with the model based on the quasiparticle-phonon interaction is suggested. A good description of the neutron strength functions in deformed nuclei and E1-strength functions for the transitions to the ground state in semi-magic nuclei is obtained. The experimental detection of few-quasiparticle components of the neutron resonance wave functions is discussed.

I. В в е д е н и е

В рамках полумикроскопической теории атомного ядра разработана модель, на основе которой получено единое описание малоквартичных компонент волновых функций сложных ядер при низких, промежуточных и высоких энергиях возбуждения¹⁻⁴. Первым применением этой модели были расчеты плотности ядерных состояний с учетом ротационных и вибрационных движений. Получено согласующееся с опытом описание плотности при энергии

связи нейтрона для ядер от $A=50$ до $A=250$ ^{5/}. Ряд общих важных свойств нейтронных резонансов удалось выяснить в рамках подхода, основанного на операторной форме волновых функций высоковозбужденных состояний^{6,7/}. Например, исследовано, в каких случаях должна хорошо работать модель валентного нейтрона при γ -переходах с нейтронных резонансов^{8/}. Изучение фрагментации одночастичных состояний^{9/} позволило вычислить нейтронные силовые функции^{10-12/}. Расчеты фрагментации однофоновых состояний дают возможность получить радиационные силовые функции [13].

В данном докладе даны результаты вычисления нейтронных и Е1-радиационных силовых функций. Изучается влияние гигантских мультипольных резонансов на энергетическую зависимость радиационных силовых функций. Обсуждаются пути экспериментального нахождения величин многоквaziчастичных компонент волновых функций нейтронных резонансов.

2. Фрагментация одночастичных состояний и нейтронные силовые функции

В рамках вышеупомянутой модели, основанной на учете взаимодействия квазичастиц с фононами, изучена фрагментация одноквaziчастичных состояний в нечетных деформированных ядрах. Показано, что фрагментация сильно зависит от положения и квантовых чисел одночастичного состояния, а также от характеристик коллективных возбуждений изучаемого ядра. Существенно, что вид распределения сильно отличается от Брейт-Вигнеровской кривой. Этот результат расходится с широко распространенным мнением, но, например, согласуется с формой распределения, рассчитанной в^{14/} на простой модели.

В^{11/} разработан метод вычисления разного типа силовых функций, связанных с фрагментацией одночастичных состояний. Получены силовые функции реакций однонуклонных передач типа (d, p) , (d, t) и (d, n) , $(d, {}^3\text{He})$ на четно-четных мишенях при промежуточных энергиях возбуждения.

Возможность расчетов фрагментации одночастичных состояний привела к формулировке принципиально нового метода вычисления нейтронных силовых функций при энергии связи нейтрона

Вп. Метод разработан детально для ядер с нечетным числом нейтронов (четно-четные мишени). Часть результатов расчетов для деформированных ядер представлена в таблице I, экспериментальные данные взяты из ^{/15/}. Из таблицы I видно, что получено достаточно хорошее описание *S'*- и *p*-волновых силовых функций. Приведены результаты расчетов *d*-волновых силовых функций, для которых имеются предварительные и скудные экспериментальные данные. Заметим, что точность этих расчетов ограничена, в основном, точностью вычисления одночастичных волновых функций (особенно для квази-связанных состояний) потенциала Саксона-Вудса.

3. фрагментация однофононных состояний и радиационные силовые функции

Для изучения гигантских мультипольных резонансов в сферических ядрах в ^{/16/} использована модификация нашей модели, состоящая в учете изоскалярной и изовекторной компонент мультиполь-мультипольных сил. Воспользуемся развитым в ^{/16/} аппаратом для вычисления ЕI-силовых функций для переходов из основных состояний четно-четных сферических ядер. Волновую функцию нейтронного резонанса возьмем в виде

$$\Psi_{\nu}(\gamma, \mu) = \left\{ \sum_i R_{\nu}(\gamma_i) Q_{\gamma, \mu, i}^{+} + \sum_{\substack{\lambda_1 \nu_1 i_1 \\ \lambda_2 \nu_2 i_2}} P_{\lambda_2 \nu_2}(\gamma \nu) [Q_{\lambda_1 \mu_1 i_1}^{+} Q_{\lambda_2 \mu_2 i_2}^{+}]_{\gamma \mu} \right\} \Psi_{0, (I)}$$

где $Q_{\gamma, \mu, i}^{+}$ - оператор рождения фотона; Ψ_0 - волновая функция основного состояния. Следуя ^{/13/}, для вычисления радиационных силовых функций воспользуемся методом (см. ^{/11/}), позволяющим вычислять средние величины без решения секулярных уравнений. Силовая функция для ЕI-переходов на уровни в энергетическом интервале $E - \Delta/2$, $E + \Delta/2$ имеет вид

$$B(E1, E) = \frac{1}{2\pi} \sum_{\nu} \frac{\Delta}{(E - E_{\nu})^2 + \frac{\Delta^2}{4}} B(E1, 0_{g.s.}^{+} \rightarrow 1^{-}). \quad (2)$$

Радиационная ширина для ЕI-переходов с уровней 1^{-} на основное состояние определяется так:

$$\Gamma_{\gamma 0} = 0,35 E_{\gamma}^3 \overline{B(E1, 1^{-})} \approx 6, \quad (3)$$

Таблица I

Нейтронные силовые функции при $E = B_n$

Компаунд Ядро	$B_n,$	$S_0 \cdot 10^4$		$S'_1 \cdot 10^4$		$S'_2 \cdot 10^4$	
	М э в	Опыт	Расчет	Опыт	Расчет	Расчет	Расчет
^{155}Sm	5,819	$1,8 \pm 0,5$	1,0	-		1,1	1,2
^{159}Gd	6,031	$1,5 \pm 0,2$	1,1	$2,8^{+1,4}_{-1,0}$		1,6	1,0
^{161}Gd	5,650	$1,8 \pm 0,4$	1,0	$0,88^{+0,84}_{-0,47}$		1,1	1,2
^{161}Dy	6,448	$2,0 \pm 0,36$	1,5	-		0,5	1,5
^{163}Dy	6,253	1,88	1,8	1,4		0,7	3,7
^{165}Dy	5,635	1,7	1,8	1,3		0,6	3,6
^{169}Er	5,997	1,5	3,4	0,7		0,5	6,8
^{171}Er	5,676	1,54	3,5	0,8		0,7	5,2
^{175}Yb	5,84	$1,6 \pm 0,2$	3,0	-		0,6	6,0
^{183}W	6,187	$2,1 \pm 0,3$	4,6	$0,3 \pm 0,1$		0,8	2,0
^{185}W	5,748	$2,6 \pm 0,3$	4,3	$0,3 \pm 0,1$		0,6	1,3
^{231}Th	5,09	1,3	1,1	-		0,7	4,0
^{233}Th	4,96	0,9	0,8	$0,5-1,6$		0,6	6,0
^{233}U	5,88	0,95	0,9	-		0,8	4,0
^{235}U	5,27	$1,13 \pm 0,4$	1,3	-		1,2	5,8
^{237}U	5,30	$1,3 \pm 0,2$	1,2	$2,3 \pm 0,6$		1,1	4,6
^{239}U	4,78	$1,1 \pm 0,1$	1,5	$1,7 \pm 0,3$		0,9	3,8
^{239}Pu	5,62	$1,3 \pm 0,3$	1,0	-		1,3	3,4
^{241}Pu	5,41	$0,94 \pm 0,09$	0,9	2,8		1,0	3,4
^{243}Pu	5,05	$0,9 \pm 0,1$	1,4	-		1,4	4,0
^{243}Cm	5,67	0,76	1,0	-		1,0	3,6
^{245}Cm	5,696	$1,1 \pm 0,2$	1,6	-		0,7	3,0
^{255}Fm	5,47	-	0,9	-		0,5	2,2

где $\mathcal{B}(E_i, t)$ находится из (2) и берется в единицах $e^2 fm^2; E_\gamma$ берется в Мэв. Широко употребляются следующие определения радиационных силовых функций:

$$K_{E1} = \sum_{\Delta} \Gamma_{\gamma 0} / E_{\gamma}^3 A^{2/3} \Delta; \quad (4)$$

$$S_{\gamma} = \sum_{\Delta} \Gamma_{\gamma 0} / \Delta,$$

где берутся $\Gamma_{\gamma 0}$ в эв, E_{γ} - в Мэв, Δ - в Мэв или эв.

Результаты расчетов в [13] величин S_{γ} , $\langle \Gamma_{\gamma 0} \rangle$ и K_{E1} и экспериментальные данные [17-20] даны в таблицах 2, 3. Параметры расчетов взяты такими же, как в [16], $\Delta = 0,5$ Мэв. Для S_n приведены величины, усредненные по четно-четным изотопам 116-124 S_n' . Из таблицы 2 видно, что получено хорошее описание радиационных силовых функций.

Таблица 2
Силовые радиационные функции E1-переходов

Ядро	E, Мэв	$S_{\gamma} \cdot 10^5$		
		Эксперимент	Ссылка	Расчет
^{56}Fe	11,2	3,5	17	3,5
^{90}Zr	8,7	4,3	-	4,5
	10,0	10,2	-	48
	11,3	18,1	20	24,0
	11,6	22,9	-	20,5
	11,9	24,0	-	25,0
	12,1	15,3	-	40,3
S_n	6,2	1,4	-	1,8
	6,4	3,2	20	2,0
	7,0	3,5	-	3,8
	8,6	12,9	-	14,7
	9,1	13,7	-	35,9

Для иллюстрации влияния выбора интервала усреднения на результаты расчетов в таблице 3 даны для трех ядер величины $\langle \Gamma_{\gamma 0} \rangle$ и K_{E1} , рассчитанные с Δ от 0,5 до 2,0 Мэв.

Таблица 3
Средние радиационные EI-ширины и силовые функции

Ядро	E, Мэв	Эксперимент			Р а с ч е т					
		$\langle \Gamma_0 \rangle$, эв	$K_{E\gamma} \cdot 10^3$	Ссыл-ка	$\Delta=2$ Мэв		$\Delta=1,0$ Мэв		$\Delta=0,5$ Мэв	
					$\langle \Gamma_0 \rangle$, эв	$K_{E\gamma} \cdot 10^3$	$\langle \Gamma_0 \rangle$, эв	$K_{E\gamma} \cdot 10^3$	$\langle \Gamma_0 \rangle$, эв	$K_{E\gamma} \cdot 10^3$
^{56}Fe	11,2	0,435		17	0,2		0,3		0,38	
^{138}Ba	8,6	3,3	4 ± 1	18	2,2	2,5	3,5	3,9	5,0	5,6
^{140}Ce	9,08	1,7	2,2	19	2,7	3,9	1,9	2,8	1,5	2,1

Таблица 4
Парциальные EI-ширины

Ядро	Эксперимент		Р а с ч е т	
	E, Мэв	Γ_0 , мэв	E, Мэв	Γ_0 , мэв
^{118}Sn	6,988	128 ± 3	6,38	534
^{120}Sn	7,696	70 ± 20	7,76	775
^{140}Ce	5,66	12 ± 2	5,74	158

Из этой таблицы видно, что увеличение Δ от 0,5 Мэв до 2 Мэв приводит к изменению $\langle \Gamma_0 \rangle$ и $K_{E\gamma}$ в пределах двойки.

Таким образом, предложенный нами принципиально новый метод вычисления радиационных силовых функций дает правильное их описание. Этот метод не содержит свободных параметров.

Реакции (γ, γ') широко используются для измерения парциальных ширин Γ_0 при возбуждении отдельных уровней. В таблице 4 приведены экспериментальные данные^{/21/} по Γ_0 -величинам и результаты расчетов^{/13/}. Рассчитанные величины Γ_0 примерно на порядок больше экспериментальных. В этих опытах измерены Γ_0 -величины для отдельных случайных возбужденных состояний, нами же рассчитаны усредненные значения. Этому расхождению не следует придавать большого значения. Представляет большой интерес экспериментальное изучение реакций (γ, γ') с возбуждением состояний в энергетическом интервале нескольких кэВ.

4. Влияние гигантского дипольного резонанса на радиационные силовые функции

Анализ радиационных силовых функций проведен в ряде обзоров^{/22-25/}. При изучении радиационных силовых функций часто пользуются трактовкой Бринка-Акселя, согласно которой зависимость радиационных ширин от энергии γ -квантов определяется Лоренцевым распределением хвоста гигантского дипольного резонанса (ГДР). В этом случае сечение фотопоглощения имеет вид

$$\sigma_{\gamma t}(E_{\gamma}) = \frac{\sigma_0 E_{\gamma}^2 \Gamma_0^2}{(E_{\gamma}^2 - E_0^2)^2 + E_{\gamma}^2 \Gamma_0^2}, \quad (5)$$

где E_0 — энергия ГДР, а Γ_0 — его ширина. Считается, что Лоренцевская форма неплохо передает энергетическую зависимость в ядрах, удаленных от замкнутых оболочек. Анализ радиационных силовых функций показал^{/24/}, что Лоренцевская экстраполяция ГДР преувеличивает величины ЕI-силовых функций в низкоэнергетической области для ядер вблизи замкнутых оболочек.

В рамках нашей модели рассчитывается фрагментация силы однофоновых состояний в области гигантских резонансов, поэтому имеется возможность изучить влияние ГДР на ЕI-силовые функции. Согласно^{/20/} среднее сечение фотопоглощения связано со средней радиационной ЕI-шириной следующим образом:

$$\sigma_{\gamma t} = 1,15 \cdot 10^{-2} \sum \Gamma_{\gamma 0} / (E_{\gamma}^2 \Delta), \quad (6)$$

где E_{γ} в Мэв, $\Gamma_{\gamma 0}$ и Δ в эв или Мэв. Используя формулы (2) и (3), $\sigma_{\gamma t}$ можно записать так:

$$\sigma_{\gamma t} = 4,02 E_{\gamma} \mathcal{B}(E1, E_{\gamma}) \text{ мб}. \quad (7)$$

В общем случае $\mathcal{B}(E1, E_{\gamma})$ имеет довольно сложный вид^{/16/}.

Заметим, что формула (5) является частным случаем (7) и ее можно получить при следующих предположениях: а) ГДР формируется одним коллективным однофоновым состоянием; б) все матричные элементы, входящие в секулярные уравнения, равны между собой; в) плотность двухфоновых полюсов пропорциональна $E^{3/2}$. Эти предположения в реальном случае несправедливы.

В [16] показано, что ГДР состоит из нескольких коллективных однофоновых состояний в сферических ядрах и из большого их числа в деформированных ядрах.

Обсудим зависимость сечения $\sigma_{\gamma t}$ от энергии. Экспериментальные $\sigma_{\gamma t}$, измеренные в [20] для области 6–10 Мэв для натурального олова, приведены на рис. 1. На рис. 1 даны результаты наших расчетов $\sigma_{\gamma t}$ (сплошная линия), усредненные по четно-четным изотопам олова с A от 116 до 124, которые составляют 82% натурального олова. Штриховой линией показан результат экстраполяции в [20] по формуле Лоренца. Экспериментальное сечение $\sigma_{\gamma t}$ не является плавной функцией энергии, оно в среднем на 50% выше экстраполяции Лоренца. Проинтегрированное по энергетической области, вычисленное сечение $\sigma_{\gamma t}$ на 15% больше экспериментального. На рис. 2 приведены рассчитанные сечения фотовозбуждения для отдельных изотопов олова. Из рис. 2 видно, что $\sigma_{\gamma t}$ по-разному ведут себя в данной области энергий. Их поведение определяется индивидуальными структурными особенностями ядер. Близость теоретических и экспериментальных значений для интегрального сечения дипольного фотопоглощения указывает на то, что наша модель правильно описывает распределение силы E1-переходов в области энергий возбуждения 6–10 Мэв.

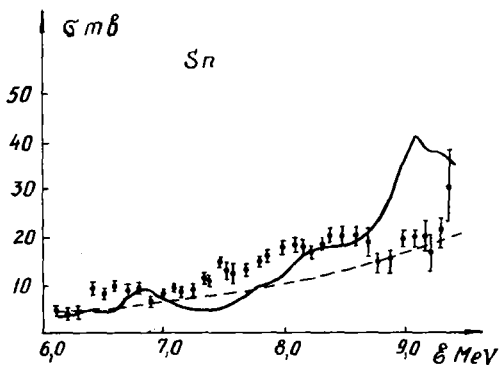


Рис. 1. Сечение фотовозбуждения для натурального олова

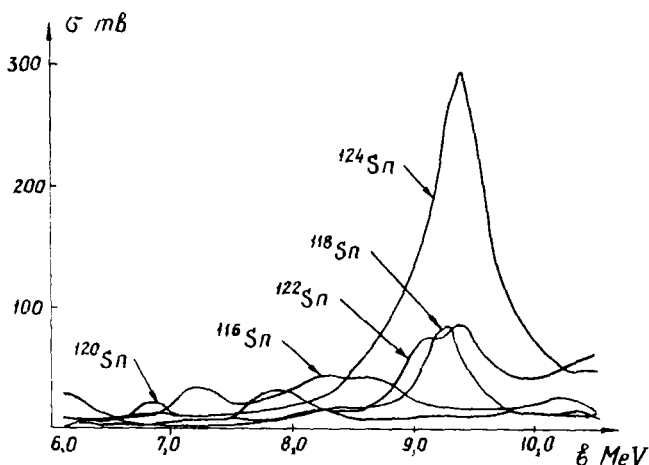


Рис. 2. Сечения фотовозбуждения для четно-четных изотопов Sn ($A=116-124$)

Для выяснения механизма формирования и распределения силы дипольных возбуждений в области энергий 6-10 Мэв мы рассчитали величины $\sigma(E_1, E_2)$ с учетом и без учета вклада ГДР. Типичный пример приведен на рис.3 для ядра ^{118}Sn . Штрих-пунктирная линия соответствует расчетам, когда учитывается 7 самых коллективных однофононных состояний, включая ГДР, из энергетической области 10-20 Мэв. В этом случае $\sum_{\nu} E_{\nu} B(E1, E_{\nu}) = 3,99 e^2 fm^2$ Мэв. Штриховой линией изображен случай, когда в расчеты включены 10 однофононных состояний из области 6-10 Мэв ($\sum_{\nu} E_{\nu} = 2,0$). Сплошная линия показывает расчет, включающий самые коллективные состояния: 4 из области 6-10 Мэв и 6 из области 10-20 Мэв. В этом случае $\sum_{\nu} E_{\nu} = 1,8$. Из рис.3 и значений энергетически взвешенного правила сумм $\sum_{\nu} E_{\nu}$ видно, что поведение $\sigma(E_1, E_2)$ и $\sigma_{\gamma}(E_{\gamma})$, как функции энергии, в основном определяется фрагментацией однофононных 1^- -состояний, лежащих в изучаемой области. Без учета однофононных состояний, лежащих вблизи, ГДР дает завышение силы дипольных переходов для нейтронных резонансов в исследованных нами полумагических ядрах. Это завышение больше в ядрах с более сильной ангармоничностью. На-

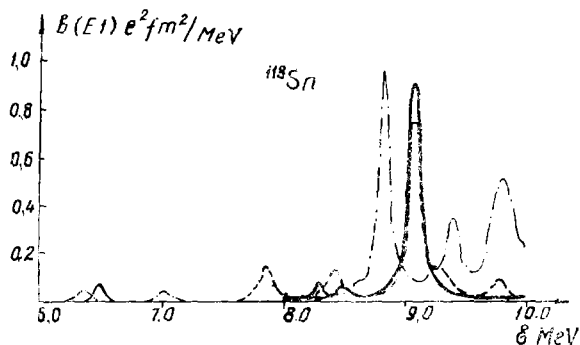


Рис. 3. Силовая функция $B(E1, E_\gamma)$ ядра ^{113}Sn

пример, в ^{140}Ce сила дипольных переходов уменьшается в 1,6 раза при учете однофононных состояний вблизи B_n .

На основе проведенных нами исследований можно утверждать, что для нейтронных резонансов в полумагических ядрах величины радиационных E1-силовых функций определяются в основном фрагментацией однофононных Γ^- состояний, лежащих вблизи B_n . Для количественного описания E1-силовых функций следует учитывать в (I) однофононные Γ^- состояния вблизи B_n и коллективные состояния, включая ГДР.

5. Структура нейтронных резонансов

Об имеющейся экспериментальной информации о структуре ядра, полученной в результате изучения характеристик нейтронных резонансов, в [12] сделаны следующие выводы:

1) Из приведенных нейтронных ширин получены, в основном, сведения об определенных одноквазичастичных или двухквазичастичных компонентах их волновых функций.

2) Из парциальных радиационных ширин для γ -переходов в основные состояния извлечены данные об одно- и трехквазичастичных или двухквазичастичных компонентах их волновых функций.

3) Из нейтронных и радиационных силовых функций могут быть получены сведения об усредненных по ряду нейтронных резонансов величинах вышеупомянутых компонент.

4) В процессах α -распадов нейтронных резонансов и γ -переходов с них на возбужденные состояния участвуют компоненты волновых функций нейтронных резонансов с большим числом квазичастиц. Однако из этих процессов можно получить данные только об интегральном вкладе таких компонент.

Таким образом, практически вся экспериментальная информация о структуре нейтронных резонансов относится к малоквазичастичным компонентам их волновых функций. В сложных ядрах малоквазичастичные компоненты составляют 10^{-3} - 10^{-6} часть от нормировки их волновых функций. Это значит, что на самом деле мы имеем ничтожную часть экспериментальной информации о волновых функциях нейтронных резонансов. Это дает возможность сделать следующие утверждения:

1) Статистические закономерности, описание которых приняло широкий размах, относятся только к малоквазичастичным компонентам волновых функций нейтронных резонансов.

2) Нестатистические эффекты, проявляющиеся в нейтронных резонансах и позволяющие утверждать, как это сделали Р.Е.Криен и другие^{/26/} о нарушении гипотезы Н.Бора о компаунд-состояниях, относятся только к поведению малоквазичастичных компонент их волновых функций.

3) Является неправомерным распространение закономерностей, относящихся к малой части волновой функции, на всю волновую функцию. Такое распространение фактически делается при статистическом описании структуры нейтронных резонансов.

4) Можно утверждать, что не имеется экспериментального подтверждения о применимости гипотезы Н.Бора о компаунд-состояниях к нейтронным резонансам.

До сих пор обсуждались процессы, связанные с малоквазичастичными компонентами волновых функций нейтронных резонансов. В^{/7/} поставлен вопрос о величине многоквазичастичных компонент волновых функций. Было высказано предположение, что волновые функции состояний промежуточной энергии возбуждения

и нейтронных резонансов имеют достаточно большие многоквazi-частичные компоненты. Это связано с тем, что взаимодействия между квазичастицами и взаимодействие квазичастиц с фононами при этих энергиях не в состоянии так же сильно фрагментировать многочастичные состояния, как это сделано с одночастичными состояниями.

Пути экспериментального обнаружения больших многоквazi-частичных компонент волновых функций нейтронных резонансов обсуждены в [7,9,10]. В настоящее время наиболее доступным способом определения величин наибольших многоквaziчастичных компонент является изучение E1-, M1- и E2-переходов с нейтронных резонансов на состояния с энергией, на 1,1-1,5 Мэв меньшей их. Возможно, вероятности таких переходов можно оценить при изучении последующего α -распада возбужденного состояния, деления или вылета нейтрона. Наблюдение таких γ -переходов или γ -каскадов, приведенные вероятности которых близки к одночастичным, является свидетельством существования больших многоквaziчастичных компонент в волновых функциях нейтронных резонансов. Сведения о величинах отдельных четырех и шести-квaziчастичных компонент могут быть получены из изучения γ -переходов с нейтронных резонансов на состояния промежуточной энергии возбуждения.

Весьма многообещающим методом измерения величин наибольших компонент в волновых функциях нейтронных резонансов является изучение реакции (n, γ, α) с последующей оценкой интенсивности γ -переходов между нейтронным резонансом и состояниями, лежащими на 1-2 Мэв ниже. Экспериментальные результаты Ю.П.Попова с сотрудниками [27] указывают на то, что имеются относительно большие компоненты в волновых функциях этих состояний.

Следует подчеркнуть, что с точки зрения изучения структуры состояний промежуточной и высокой энергии возбуждения фундаментальное значение имеет нахождение ответа на вопрос: имеются ли большие многоквaziчастичные компоненты в волновых функциях нейтронных резонансов.

Литература

1. Соловьев В.Г., Известия АН СССР сер. физ. (1971) 35, 666; 38, 1580 (1974).
2. Soloviev V.G., Malov L.A., Nucl. Phys. A196, 433 (1972). Соловьев В.Г., ТМФ 17, 90 (1973); Соловьев В.Г., Структура ядра, стр.77 Изд.ОИЯИ д-6465 (1972).
3. Малов Л.А., Соловьев В.Г., препринт ОИЯИ Р4-7639 (1973); ЯФ 21, 502 (1975); ТМФ 25, 132 (1975).
4. Вдовин А.И., Соловьев В.Г., ТМФ 19, 275 (1974); Кырчев Г., Соловьев В.Г., ТМФ 22, 244 (1975).
5. Вдовин А.И. и др. ЯФ 19, 516 (1974); ЭЧАЯ 7, 952 (1976); Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I., Nucl. Phys. A224, 411 (1974); Malov L.A., Soloviev V.G., Voronov V.V., Nucl. Phys. A224, 396 (1974); Phys. Lett. 55B, 17 (1975); Воронов В.В., Малов Л.А., Соловьев В.Г., ЯФ 21, 40 (1975); Воронов В.В. и др. ЯФ 24, 504 (1976).
6. Соловьев В.Г., ЯФ 13, 48 (1971); 15 733 (1972); ЭЧАЯ 3, 770 (1972).
7. Soloviev V.G. in Nuclear Structure with Neutrons J. Erö and J. Szucs (ed.), (Akademiai Kiadó, Budapest) p.85 (1974); Соловьев В.Г., Школа по нейтронной физике, Изд. ОИЯИ д3-7991, стр. 233 (1974).
8. Воронов В.В., Соловьев В.Г., ЯФ 23, 942 (1976).
9. Soloviev V.G. in Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy (Reactor Centrum Nederland, Petten, the Netherl.) p.99 (1975). Малов Л.А., Соловьев В.Г., ЯФ 23, 53 (1976); препринт ОИЯИ Е4-10330 (1976).
10. Соловьев В.Г., Нейтронная физика ч.3, стр.53, Москва (1976); Dambasuren D. et al. J. Phys. G: Nucl. Phys. 2, 25 (1976).
11. Malov L.A., Soloviev V.G., Nucl. Phys. A270, 87 (1976).
12. Soloviev V.G. in Proc. Inter. Conf. on Interact. of Neutr. with Nuclei, ed. E. Sheldon (Univ. of Lowell, Mass., v.1, 1976) p.421.
13. Воронов В.В., Соловьев В.Г., Стоянов Ч., препринт ОИЯИ Е4-10451 (1977).
14. Lukac M.G., Can. J. Phys. 54, 2067 (1976).
15. Magnabgab S.P., Garner D.I., BNL-325 (Third et.) 1973. Mann F. et al. Phys. Rev. C10, 1904 (1974); Phys. Rev. C6, 1854 (1972), H.I. Liou et al. Phys. Rev. C11, 462 (1975).
16. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I., Preprint JINR E4-10397 (1977).
17. Соловьев В.Г., Кырчев В.И., Аткин Л.Р., ЯФ 20, 438 (1974); Balzhiser R.J., Bowman C.D., Berman B.L., Phys. Rev. C3, 672 (1971).

18. Holt R.I., Jakson H.E., Phys.Rev. C12, 56 (1975).
19. Laszewski R.M., Holt R.J., Jakson H.E., Phys.Rev. C13, 2257 (1976).
20. Axel P., Min K.K., Sutton D.C., Phys.Rev. C2, 689 (1970).
21. Wolf A., Moreh R., Shahal O., Nucl.Phys. A227, 373 (1974).
22. Lane A.M., in Statistical Properties of Nuclei, ed. J.B.Garg (Plenum Press, New York, 1972) p.271.
23. Chrien R.E., in Nuclear Structure Study with Neutrons, ed J.SZucs (Plenum Press, New York, 1974) p.101; in Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy (Reactor Centrum Nederland, Petten, the Netherlands) p.247.
24. Bartholomew G.A., Earle E.D., Ferguson A.J., Knowles J.W., Lone M.A., Advances in Nuclear Physics 7, 229 (1973).
25. Bird J.R., Allen B.J., Boldeman J.W., Kenny M.J., Musgrove de L., in Proc.Inter.Conf. on Interactions of Neutrons with Nuclei, ed. E.Sheldon (Univ. of Lowell, Lowell, Mass. v.I, 1976) p.77; Bergqvist I, in Proc.Inter.Conf. on Interactions of Neutrons with Nuclei, ed. E.Sheldon (Univ. of Lowell, Lowell, Mass. v.I, 1976) p.77.
26. Chrien R.E. et al. Phys.Rev. C13, 578 (1976).
27. Popov Yu.P. in Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy (Reactor Centrum Nederland, Petter, the Netherlands, 1975) p.379

К СТАТИСТИЧЕСКОМУ ОПИСАНИЮ КОМПАУНД-СОСТОЯНИЙ ЯДЕР

Г.Г. Бунатян
(ОИЯИ)

Метод температурных гриновских функций применяется для изучения свойств компаунд-состояний ядер. Последовательно учитывается сильное взаимодействие нуклонов, в частности, изменение одночастичного потенциала при изменении температуры.

ON THE STATISTIC DESCRIPTION OF THE COMPOUND-STATES

The temperature Green functions method is used to investigate the properties of the compound states of nuclei. Strong nucleon interaction, in particular, single-particle potential deviations with temperature is consistently taken into account.

1. Для исследования свойств компаунд-состояний используется статистическое описание ^{1/1}. При этом вводится температура T , соответствующая энергии возбуждения ядра, и изучаются не свойства какого-либо определенного состояния, но средние характеристики большого числа возбужденных состояний, различия между энергиями которых гораздо меньше T . Применение методов квантовой статистики при конечных температурах ^{12-6/} позволяет найти изменения различных характеристик ядра при его "нагревании", а также получить корректно связь между энергией возбуждения и температурой ядра. При этом сильное взаимодействие нуклонов учитывается последовательно, аналогично тому, как это делается при $T=0$, методами теории конечных ферми-систем ^{17/}. Для справедливости проводимого нами рассмотрения необходимо, чтобы

$$T \ll \mu, \quad (1)$$

где μ - энергия ферми.

2. Для описания свойств системы частиц при $T \neq 0$ вводится в ^{13-6/} температурная гриновская функция нуклонов $g^{\nu}(\vec{\tau}_1, \vec{\tau}_2, \tau_1 - \tau_2, T)$, где $0 \leq \tau_i \leq T^{-1}$, $\vec{\tau}_i$ включает спиновые переменные. Ее фурье-компонента $g^{\nu}(\vec{\tau}_1, \vec{\tau}_2, \xi, T)$ ($\xi_e = (2e+1)T\tau_i + \mu$) удовлетворяет уравнению Дайсона ^{15/}. Одночастичный спектр системы $\epsilon_{\lambda}(T)$ определяется полюсами аналитического продолжения $g^{\nu}(\xi, T)$, $\xi_e \rightarrow \xi$, так как

полоса $y^v(\xi, T)$ совпадает с полюсами временной функции Грина при температуре T $G^v(\xi, T)$ /5/. Учитывая свойства собственно энергетической части $\Sigma(\xi_e)$, можно построить при $T \neq 0$, как и в случае $T=0$, одночастичный гамильтониан H , в представлении собственных функций Ψ_λ которого $y_{\lambda\lambda'}(\xi)$ у границы Ферми имеет вид суммы полюсной y^a и регулярной y^R частей

$$y_{\lambda\lambda'}(\xi) = y_{\lambda\lambda'}^a + y_{\lambda\lambda'}^R, \quad y_{\lambda\lambda'}^a = a \delta_{\lambda\lambda'} (\xi - \xi_\lambda(T))^{-1}. \quad (2)$$

Изменение температуры вызывает изменение Σ и, следовательно, H , ξ_λ , Ψ_λ . Для описания системы при наличии парных корреляций вводятся температурные функции Грина $y^S(\xi_e T)$.

$\mathcal{F}(\xi_e T)^{1/4}$, для которых также может быть выполнено аналитическое продолжение $\xi_e \rightarrow \xi$. Согласно определению /4-6/ матрица плотности системы

$$\rho_{\lambda\lambda'}(T) = T \sum_e e^{\xi_e 0^+} y_{\lambda\lambda'}^S(\xi_e) = \int_C d\xi \frac{1}{2\pi i} y_{\lambda\lambda'}^S(\xi) \times \quad (3)$$

$$\times e^{\xi 0^+} (1 + \exp(\frac{\xi - \mu(T)}{T}))^{-1} \equiv (n(\xi, T) y^S),$$

где контур C изображен на рисунке. Аналогично для энергии парных корреляций

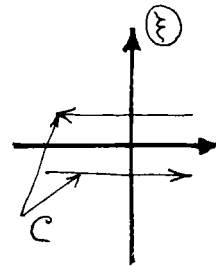
$$\Delta_{\lambda\lambda'}(T) = -T \sum_e a \Gamma_{\lambda\lambda'}^{\xi\lambda\lambda'} e^{\xi_e} \mathcal{F}_{\lambda\lambda'}(\xi_e) = -a^2 \Gamma_{\lambda\lambda'}^{\xi\lambda\lambda'} \frac{\Delta}{2\xi_\lambda} (1 - 2(1 + \exp(\frac{\xi}{T}))^{-1}). \quad (4)$$

3. Из (3) находим изменение матрицы плотности системы при нагревании;

$$\tilde{\rho} - \rho = \delta\rho = (\delta n y) + (\tilde{n} \delta y); \quad (5)$$

$$\delta n = \tilde{n} - n;$$

$$\delta y = \tilde{y} - y = y \delta \Sigma \tilde{y},$$



где величины со значком \sim относятся к "нагретой" системе. Так как

$\delta n \neq 0$ лишь для состояний у границы Ферми, то в выражении $(\delta n y)$ для y можно оставить лишь известную явно его полюсную часть y^a . Из уравнения Дайсона находим $\delta y = y \delta \Sigma \tilde{y}$, так как изменения, вызванные "нагреванием", затра-

гивают лишь состояния у границы Ферми:

$$\delta \Sigma = U \delta y, \quad (6)$$

т.е. неприводимый в канале частица-дырка блок не меняется. Аналогично для систем со спариванием

$$\delta \Delta = -\Gamma^{\xi} \delta \mathcal{F}, \quad (7)$$

где неприводимый в канале частица-дырка блок Γ^{ξ} . Обычно вводимая в теорию конечных ферми-систем амплитуда Γ^{ω} также не зависит от T . При этом оказывается возможным выразить изменения $\delta \rho$, δy , $\delta \Sigma$ и т.д. через одночастичный спектр и известные параметры Γ^{ω} , Γ^{ξ} при $T=0$. $\Sigma(\xi)$ и $\delta \Sigma(\xi)$ являются плавными функциями ξ , а произведение полюсных частей функций Грина имеет резкий максимум у границы Ферми. Это используется при получении перенормированных формул $\delta \rho$, $\delta \Sigma$ и т.д.:

$$\delta \rho_{\lambda \lambda'} = \delta_0 \rho_{\lambda \lambda'} + \tilde{L}_{\lambda \lambda'} a^2 \Gamma_{\lambda \lambda'}^{\omega, \lambda_1, \lambda_2} \delta_0 \rho_{\lambda_1 \lambda_2}; \quad (8)$$

$$a \delta \Sigma_{\lambda \lambda'} = a^2 \tilde{\Gamma}_{\lambda \lambda'}^{\lambda_1, \lambda_2} \delta_0 \rho_{\lambda_1 \lambda_2}, \quad \tilde{\Gamma} = \Gamma^{\omega} + \Gamma^{\omega} \tilde{\mathcal{L}} \tilde{\Gamma};$$

$$a^2 \tilde{\mathcal{L}}_{\lambda \lambda'} = \int \frac{d\xi}{c 2\pi i} \tilde{n}(y_{\lambda}^a(\xi)) \tilde{y}_{\lambda'}^a(\xi) - \tilde{\mathcal{L}}(\xi) \tilde{\mathcal{L}}_{\lambda'}(\xi).$$

Согласно этим соотношениям $\delta \rho$, $\delta \Sigma$... выражены через величину

$$\delta_0 \rho_{\lambda \lambda'} = \frac{a \delta_{\lambda \lambda'}}{2} \left\{ \left[1 - \frac{\tilde{\epsilon}_{\lambda} - \tilde{\mu}^v}{\tilde{\epsilon}_{\lambda}} (1 - 2\tilde{n}(\tilde{\epsilon}_{\lambda} + \tilde{\mu}^v)) \right] - \frac{\tilde{\epsilon}_{\lambda} - (\tilde{\epsilon}_{\lambda} - \tilde{\mu}^v)}{\tilde{\epsilon}_{\lambda}} \right\}, \quad (9)$$

которая представляет собой изменение одночастичной функции распределения нуклонов.

4. Изменение энергии системы $\tilde{E} - E$ при "нагревании" также может быть представлено в виде разложения по степеням вариаций $\delta_0 \rho$. Для получения разности $\tilde{E} - E$ используем выражение для энергии системы через y , Σ

$$\tilde{E} = \frac{1}{2} (\tilde{\Sigma}^S \tilde{n} \tilde{y}^S) + (\tilde{P}^2 / 2M \tilde{n} \tilde{y}^S). \quad (10)$$

Пропеда вычислений, формально связав к /9/, для $\tilde{E} = E$ полун-
чим разложение

$$E - E \approx \xi \delta \rho_{\lambda\lambda} + a^2 \Gamma_{\lambda\lambda}^{(1)} \delta \rho_{\lambda\lambda} \delta \rho_{\lambda\lambda} - \left[\frac{\Delta_{\lambda\lambda}^2}{E_{\lambda}} (1 - 2\tilde{\eta}_{\lambda}) - \frac{\Delta_{\lambda\lambda}^2}{E_{\lambda}} \right] \xi^{-1}. \quad (11)$$

Элеги высших порядков по $\delta \rho$ можно найти тем же методом,
которым это делалось в /9/.

5. Изменение среднего значения какой-либо величины $\langle q \rangle$
при "нагревании" ядра с учетом формулы для $\delta \rho$ можно вырази-
ть в виде

$$\delta \langle q \rangle = V_{\lambda\lambda} [q] \delta \rho_{\lambda\lambda}, \quad V = q + a^2 \Gamma_{\lambda\lambda}^{(1)} \tilde{L} V. \quad (12)$$

Интересующие нас изменения среднего квадратического радиуса
заряда $\delta \langle r^2 \rangle$ и среднего квадрупольного момента $\delta \langle Q \rangle$ оце-
ним в квазиклассическом приближении, используя в качестве
одночастичного потенциала гармонической осциллятор. При
этом имеем для изменения хемпотенциала

$$\delta \mu \approx -T^2 \pi^2 / 3\mu + \Gamma_{\lambda\lambda}^{(1)} \delta \rho_{\lambda\lambda}.$$

С учетом этого получаем оценку

$$\frac{\delta \langle r^2 \rangle_p}{\langle r^2 \rangle_p} = \frac{1}{\langle r^2 \rangle_p} \sum_{\lambda, \nu = p, n} V_{\lambda\lambda}^{\nu} \left[r^2 \frac{1 + \tau_2}{2Z} \right] \delta \rho_{\lambda\lambda}^{\nu} \approx 0,01 \frac{T^2}{\text{МэВ}^2} \sim \frac{T^2}{\mu^2}. \quad (13)$$

Как и следовало ожидать, это отношение пропорционально
 T^2/μ^2 . При $T \sim 1$ МэВ эффект того же порядка, что и от до-
бавления 1 частицы к ядру. С ростом энергии возбуждения
 $\delta \langle r^2 \rangle_p$ быстро растет и при температуре $T \sim 10$ МэВ
 $\delta \langle r^2 \rangle_p / \langle r^2 \rangle_p \sim 1$, откуда следует, что термодинамическое опи-
сание с введением температуры вообще не применимо для таких
состояний, хотя условие $T \ll \mu$ и соблюдается. Ядерные си-
лы короткодействующие, поэтому существование ядра в статисти-
чески равновесном состоянии с такой температурой просто
невозможно.

Для изменения квадрупольного момента получаем оценку

$$\frac{|\delta \langle Q \rangle|}{\langle Q \rangle} \approx 0,01 T^2 \text{ МэВ}^{-2}, \quad (14)$$

причем знак изменения $\delta\langle Q \rangle$ всегда противоположен знаку деформации β , т.е. при нагревании деформация ядра уменьшается, форма ядра приближается к сферической.

Энергия возбуждения как функция T вычисляется в ряде разложений, например (10), без учета сильного взаимодействия нуклонов, т.е. без члена $\frac{1}{2} \sum_{\lambda\lambda'} \delta_{\lambda\lambda'} \delta_{\lambda\lambda'}$ в (11). Качественная оценка этого члена в квазиклассическом приближении дает

$$\frac{a^2}{2} \sum_{\lambda\lambda'} \delta_{\lambda\lambda'} \delta_{\lambda\lambda'} \sim 10^{-3} A (T/\text{МэВ})^4 \text{ МэВ}. \quad (15)$$

Как видно, эта величина при $T \sim 5-7 \text{ МэВ}$ становится сравнима с первым членом в (11). Это должно приводить к более медленному росту T с энергией возбуждения при больших энергиях, $E = T \sim 300 \text{ МэВ}$.

Литература

1. Г. Гете. Физика ядра, часть I. Гостехиздат, 1948.
2. Л. Д. Ландау, ЖЭТФ, 34, 282, 1958.
3. T. Matsubara. Progr. Theor. Phys., 14, 351, 1955.
4. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский, ЖЭТФ, 36, 900, 1959.
5. А. А. Абрикосов, Л. П. Горьков, И. Е. Дзялошинский. Методы квантовой теории поля в статистической физике. Физматгиз, 1962.
6. В. С. Фрадкин. ЖЭТФ, 36, 1287, 1987, 1959.
7. J. M. Luttinger, J. C. Ward. Phys. Rev., 118, 1417, 1960. J. M. Luttinger. Phys. Rev., 119, 1153, 1960; 121, 242, 1961.
8. А. Б. Мигдал. Теория конечных ферми-систем и свойства ядер, "Наука", 1965.
9. В. М. Галиецкий, А. Б. Мигдал. ЖЭТФ, 34, 139, 1958.
10. Г. Г. Бунатян. ЯФ, 17, 28, 1973.
11. M. Sano, S. YamasaKI. Progr. Theor. Phys., 29, 397, 1963.
12. Ю. Т. Гринь, В. М. Струтинский. ЯФ, 1, 420, 1964.
13. P. Desovskí et al. Nucl. Phys., A110, 129, 1968.
14. А. В. Игнатюк, Ю. Н. Шубин, ЯФ, 8, 1135, 1968; 11, 1012, 1970; 17, 502, 1973.

СИСТЕМАТИКА ПАРАМЕТРОВ ПЛОТНОСТИ УРОВНЕЙ

А.В.Игнатюк, К.К.Истеков, Г.Н.Смиренкин
(ФЭИ ГКАЗ СССР)

Представлены систематика энергетической зависимости параметра плотности уровней, полученные на основе анализа данных по плотности нейтронных резонансов и учитывающие влияние парных корреляций и коллективных эффектов на плотность уровней возбужденных ядер.

THE SYSTEMATICS OF THE LEVEL DENSITY PARAMETERS

The phenomenological relations are obtained that describes the energy dependence of the level density parameter determined from the density of neutron resonances. That description takes into account the influence of the pair correlations and the collective effects on the level density of excited nuclei.

При описании различных ядерных реакций в рамках статистического подхода для вычисления плотности уровней широко используются соотношения модели ферми-газа

$$\rho(U, J) = \frac{2J+1}{24\sqrt{2} \alpha^{1/4} U^{5/4} \sigma^3} \exp\left\{2\sqrt{\alpha(U-\delta)} - \frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2}\right\} \quad (1)$$

Эти соотношения достаточно просты и содержат только три параметра: α , $\overline{m^2}$ и δ . Обычно поправку δ на четно-нечетные различия в плотности уровней отождествляют с аналогичной поправкой формулы масс, параметр $\overline{m^2}$ выбирают на основе квазиклассической оценки $\overline{m^2} \approx 0,24 A^{2/3}$ и параметр α получают из экспериментальных данных по плотности нейтронных резонансов. Чтобы в рамках такого подхода корректно воспроизвести влияние оболочечных эффектов, необходимо учесть зависимость параметра плотности уровней от энергии возбуждения.

Систематика экспериментальных данных, учитывающая такую зависимость, была рассмотрена в работе [1], где для описания параметра α использовалось соотношение

$$\alpha(U, Z, A) = \tilde{\alpha}(A) [1 + f(U) \delta W(Z, A)/U] \quad (2)$$

Здесь $\tilde{\alpha}$ - асимптотическое значение параметра плотности уровней при высокой энергии возбуждения, $\tilde{\alpha} = \alpha A + \beta A^{2/3}$; $f(U) = 1 - \exp(-\gamma U)$ - безразмерная функция, определяющая энергетическую зависимость параметра α и $\delta W(Z, A)$ - экспериментальное значение оболочечной поправки в формуле масс [2]. Отчетливая корреляция оболочечной поправки с параметром α , найденным из данных по плотности нейтронных резонансов, является прямым экспериментальным указанием о сильной взаимосвязи этих величин, которая и была взята за основу при построении феноменологической систематики поведения ферми-газового параметра плотности уровней (2). Используя соотношение (2) для описания величин α ($B_n - \delta$), представленных на рис. 1, а, мы получили следующие значения коэффициентов (в единицах Мэв⁻¹):

$$\alpha = 0,114, \quad \beta = 0,162, \quad \gamma = 0,054 \quad (3)$$

Следует отметить, что асимптотическое значение параметра $\tilde{\alpha}$, найденное при таком описании, заметно превышает квазиклассическую оценку этого параметра $\tilde{\alpha} = 0,080 A$ Мэв⁻¹. Это различие параметров указывает на существование достаточно сильных факторов, не учитываемых моделью ферми-газа.

Ферми-газовые соотношения для плотности уровней (1) основаны на представлении о полном размещении в возбужденном ядре коллективных степеней свободы по всевозможным внутренним многочастичным возбуждениям, то есть они предполагают отсутствие в высоковозбужденном ядре выделенных когерентных движений коллективной природы. Уже давно обращалось внимание на существенное отличие такого рассмотрения от феноменологических способов построения спектров низколежащих состояний ядер, когда мы добавляем ротационную и вибрационные полосы к каждому из внутренних возбуждений ядра. На необходимость учета коллективных мод указывает также проведенное в последние годы теоретическое рассмотрение плотности, плотности уровней высоковозбужденных ядер [3-5]. Если учесть вклад ротационных и вибрационных мод, то для полной плотности уровней вместо (1) следует написать соотношение

$$\rho(U, J) = k_{rot}(U) k_{vib}(U) \rho_{in}(U, J) \quad (4)$$

Строгое определение коэффициентов увеличения плотности уровней K_{vibr} и K_{rot} является достаточно сложной задачей [4,5], однако для феноменологического анализа экспериментальных данных в области энергий возбуждения, близких к энергии связи нейтрона, их можно представить в несколько упрощенном виде:

$$K_{\text{rot}} = \begin{cases} 1 & \text{для сферических ядер,} \\ \mathcal{I}_1 \sqrt{\frac{U-\delta}{a}} & \text{для деформированных (5)} \\ & \text{ядер,} \end{cases}$$

$$K_{\text{vibr}} = \exp(0,25 U^{2/3}) \quad (6)$$

Здесь \mathcal{I}_1 - момент инерции деформированного ядра относительно перпендикулярного к оси симметрии направления и для его определения можно использовать твердотельную оценку $\mathcal{I}_1 = \frac{2}{5} m A R^2 (1 + \frac{1}{3} \epsilon)$, где ϵ - параметр квадрупольной деформации ядра. Соотношение (6) получили, исходя из представлений о капиллярных колебаниях поверхности высоковозбужденного (нагретого) ядра, и приближенно в нем учтено изменение характеристик вибрационных мод в нагретом ядре по сравнению с характеристиками аналогичных вибрационных возбуждений холодных ядер [5].

Проведя анализ экспериментальных данных по плотности нейтронных резонансов на основе соотношений (4-6), мы получили значения параметра плотности уровней α ($\beta_n - \delta$), показанные на рис. 1, б, и, используя для описания этих величин соотношение (2), нашли набор коэффициентов

$$\alpha = 0,059, \quad \beta = 0,464, \quad \gamma = 0,050. \quad (7)$$

Мы ограничились анализом данных в области тяжелых ядер с $A \geq 150$, где коллективные эффекты выражены наиболее отчетливо. При учете таких эффектов найденное асимптотическое значение параметра плотности уровней $\tilde{\alpha}$ значительно лучше согласуется как с квазиклассической оценкой этого параметра, так и с результатами теоретических расчетов аналогичных величин в оболочечном потенциале [5].

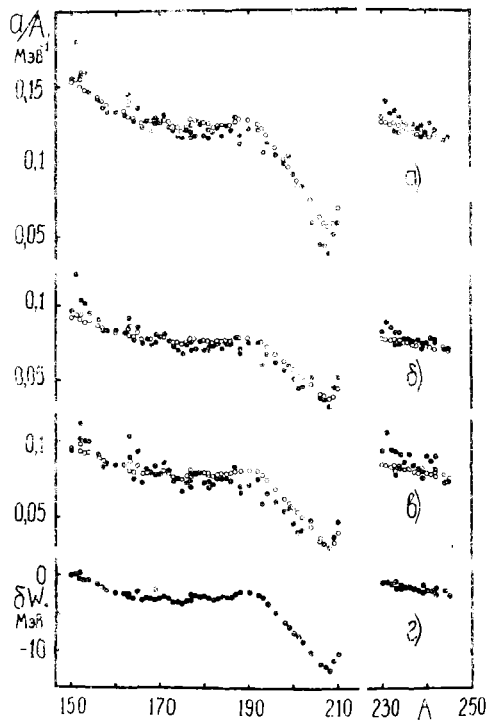


Рис.1. Отношение параметра плотности уровней ρ к массовому числу A , полученное при анализе экспериментальных данных по плотности нейтронных резонансов (темные точки) на основе соотношений (1) (а), (4-6) (б) и соотношений сверхтекучей модели ядра (в). Светлыми точками показано феноменологическое описание параметра ρ для соответствующих наборов коэффициентов (3), (7), (8). В нижней части рисунка (д) показана величина оболочечной поправки δW формулы масс [2].

Так как с ростом энергии возбуждения роль коллективных эффектов должна ослабевать и при достаточно больших энергиях ($U > 100$ Мэв) следует ожидать исчезновения соответствующего увеличения плотности уровней ($K_{\text{в.б.т.}} K_{\text{от}} \rightarrow 1$), различие рассмотренных выше систематик параметра плотности уровней должно проявляться особенно сильно при описании статистических характеристик ядер в области высоких энергий возбуждения. Коэффициент ослабления коллективных эффектов, необходимый для описания плотности уровней при промежуточных энергиях, следовало бы найти феноменологически из анализа соответствующих экспериментальных данных.

Систематика поведения плотности уровней ядер, опирающаяся на соотношения модели ферми-газа (1) и учитывающая роль парных корреляций в высоковозбужденном ядре только с помощью эмпирически найденной поправки δ на четно-нечетные эффекты, будет достаточно корректной в основном при энергиях возбуждения, превышающих энергию связи нейтрона. В области более низких энергий влияние парных корреляций не сводится к простому сдвигу энергии возбуждения, и для описания энергетической зависимости плотности уровней необходимо использовать более сложные соотношения модели сверхтекучего ядра [6, соотн. (21-24)]. Ограниченность объема доклада не позволяет обсуждать детали таких вычислений. Параметры данной модели, по сути дела, аналогичны параметрам модели ферми-газа, и четно-нечетные различия в плотности уровней определяются величиной, соответствующей корреляционной функции $\Delta_0 = 12,5 A^{-1/2}$ Мэв. Применяя такой подход к анализу плотности нейтронных резонансов, мы нашли значения параметра $\alpha (V_n)$, показанные на рис. 1, в, и, используя соотношение (2), получили набор коэффициентов:

$$\alpha = 0,048, \quad \beta = 0,257, \quad \gamma = 0,062. \quad (8)$$

Значения параметра $\alpha (U)$, вычисленные с помощью соотношения (2) для соответствующих наборов параметров (3), (7) и (8), также показаны на рис. 1. При энергиях возбуждения, близких к энергии связи нейтрона, все три рассмотренные систематики параметра $\alpha (U)$ будут, естественно, давать примерно одинаковое описание плотности уровней ядер, но при переходе к об-

ласти высоких энергий достаточно корректными будут только две последние систематики и в области энергий ниже энергии связи нейтрона – последняя систематика.

Несмотря на некоторые усложнения по сравнению с традиционным ферми-газовым описанием, рассмотренные феноменологические модели значительно более просты, чем строгие теоретические модели, опирающиеся на конкретные одночастичные с m уровнями [5]. В то же время в приведенных систематиках учтены основные аспекты теоретических представлений о статистических свойствах возбужденных ядер, поэтому их можно успешно использовать для практических расчетов плотности уровней и анализа вероятности различных каналов распада составного ядра в широком диапазоне энергий возбуждения.

Литература

1. Игнатюк А.В., Смиренкин Г.Н., Тилин А.С. ЯФ, 1975, в.23, с. 485.
2. Myers W.D., Swiatecki W.S. Ark.Fysik, 1967, v.36, p.593.
3. Björnholm S., Bohr A., Mottelson B. Physics and Chemistry of Fission. IAEA, Vienna, 1974, v.1, p.367.
4. Игнатюк А.В. Препринт ФЭИ-528. Обнинск, 1974. ЯФ, 1975, в.21, с.20.
5. Ignatjuk A.V. Nuclear Theory in Neutron Nuclear Data Evaluation. IAEA, Vienna, 1976, v.1, p.211.
6. Игнатюк А.В., Шубин Ю.Н. Изв. АН СССР, сер. физ., 1973, в.37, с. 1943.

ПЛОТНОСТЬ УРОВНЕЙ АТОМНЫХ ЯДЕР
В СВЕРХПРОВОДЯЩЕЙ ФАЗЕ

Д. Н. Шубин

(ФЭИ ГКАЗ СССР)

Термодинамические функции и плотность уровней атомных ядер в сверхпроводящей фазе представлены в виде аналитических функций полной энергии возбуждения и плотности одночастичных состояний.

THE DENSITY OF NUCLEAR LEVELS IN THE SUPERCONDUCTIVE PHASE

The thermodynamic functions and the level density of atomic nuclei in superconductive phase are presented as analytic functions of the total excitation energy and single-particle level density.

Парные корреляции сверхпроводящего типа существенным образом влияют на свойства атомных ядер [1, 2].

В работе [3] рассматривалась модель для описания парных корреляций в возбужденных ядрах, не использующая постоянство матричного элемента парного взаимодействия, а основанная на сепарабельности энергетической и температурной зависимости корреляционной функции. Для термодинамических функций в приближении непрерывного спектра были получены простые выражения, определяющие их температурную зависимость. В работе [4] с помощью термодинамического соотношения для температуры получено простое выражение для энергетической зависимости энтропии и плотности уровней однокомпонентной системы. В данной работе из условия термодинамического равновесия нейтронной и протонной подсистем энтропия и плотность уровней ядра представлены в виде аналитических функций полной энергии возбуждения.

Энтропия однокомпонентной (скажем, протонной) системы простым образом выражается через энергию возбуждения и характеристики одночастичного спектра [4]:

$$S_z = \beta_z U_z^{3/4}, \quad (1)$$

где

$$\beta_Z = \left(\frac{8\alpha_Z}{3U_{cZ}^{1/2}} \right)^{1/2} = \left(\frac{4}{3} \right) \left(\frac{\sqrt{g_Z^{1/2}}}{\Delta_{0Z}} \right)^{1/2} \quad (2)$$

Здесь g_Z - плотность одночастичных состояний, U_{cZ} - критическая энергия фазового перехода, связанная с корреляционной функцией Δ_0 в основном состоянии вблизи энергии Ферми, α_Z - параметр плотности уровней. Плотность возбужденных состояний ядра можно записать в виде

$$\omega(U, Z, N) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \cdot \frac{1}{\text{Det}(Z, N)^{1/2}} e^{S_Z + S_N} \quad (3)$$

Энтропия и энергия возбуждения всей системы определяются суммой соответствующих величин для каждой из подсистем:

$$U = U_Z + U_N; \quad S = S_Z + S_N \quad (4)$$

При небольших энергиях возбуждения, когда обе подсистемы находятся в сверхпроводящей фазе, условие термодинамического равновесия протонной и нейтронной подсистем имеет вид

$$\frac{U_Z}{S_Z} = \frac{U_N}{S_N} \quad (5)$$

Используя соотношения (1), (2) и (5), можно выразить энергию возбуждения каждой из подсистем через полную энергию возбуждения, корреляционные функции и плотности одночастичных состояний протонной и нейтронной компонент:

$$U = U_Z + U_N = U_Z \left[1 + \left(\frac{\beta_N}{\beta_Z} \right)^4 \right] = U_N \left[1 + \left(\frac{\beta_Z}{\beta_N} \right)^4 \right] \quad (6)$$

Тогда энтропия ядра будет связана с полной энергией возбуждения соотношением

$$S = \beta U^{3/4} \quad (7)$$

где

$$\beta = \left(\beta_Z^4 + \beta_N^4 \right)^{1/4} \quad (8)$$

Предэкспоненциальный множитель $\text{Det}(Z, N)$ в выражении (3) для плотности возбужденных состояний можно записать в виде

$$\text{Det}(Z, N) = \delta^2 Z \cdot \text{Det}(N) + \delta^2 N \text{Det}(Z) \quad (9)$$

где соответствующие величины определяются свойствами протонной и нейтронной подсистем, например [5] :

$$\delta^2 Z = g_z t_{cz} \left(2 - \frac{U_z}{U_{cz}} \right); \quad \text{Det}(Z) = \frac{16}{3k^2} \frac{U_z}{U_{cz}} (2U_{cz} - U_z)^2, \quad (10)$$

где t_{cz} и U_{cz} - критическая температура и энергия фазового перехода из сверхпроводящего состояния в нормальное, определяемое корреляционной функцией в основном состоянии ($t_{cz} = \Delta_{0z}/2$) и плотность одночастичных состояний [3].

Таким образом, плотность уровней ядра в сверхпроводящей фазе выражается в виде аналитической функции полной энергии возбуждения и характеристик одночастичного спектра. При энергии возбуждения, большей энергии фазового перехода обеих подсистем, термодинамические функции ядра определяются уравнениями модели невзаимодействующих частиц, а плотность состояний - соотношениями модели ферми-газа с эффективной энергией возбуждения

$$U_{\text{эфф}} = U - E_{\text{конд}}(Z, N), \quad (11)$$

E - энергия конденсации [4].

Несколько более сложным является промежуточный случай, когда корреляционные функции протонов и нейтронов в основном состоянии на поверхности Ферми различаются и $t_{cm} > t_{cz}$. В этом случае термодинамические функции одной из компонент (например, протонной) определяются уравнениями ферми-газа, а другой (нейтронной) - соотношениями (6) - (10). Однако и в этом случае из условия термодинамического равновесия удается выразить энергии протонной и нейтронной подсистем через полную энергию возбуждения. Условие термодинамического равновесия нейтронной и протонной подсистем в этом случае имеет вид

$$\frac{U_z - E_{\text{конд}}(Z)}{\alpha_z} = \left(\frac{4}{3} \right)^2 \frac{U_N^{4/2}}{\beta_N^2} \quad (12)$$

Тогда

$$U_z = \frac{(2c E_{\text{конд}}(Z) - 1) + \sqrt{4c(U - E_{\text{конд}}(Z)) + 1}}{2c}; \quad c = \left(\frac{3}{2} \right)^2 \left(\frac{\alpha_N}{\alpha_z} \right)^2 \frac{1}{U_{cm}} = \frac{6}{\Delta_N^2} \frac{\alpha_N}{\alpha_z^2}. \quad (13)$$

В результате энтропия ядра

$$S = 2 [\alpha_z (U_z - E_{\text{конг}}(Z))^{1/2} + \beta_N U^{3/4}] \quad (14)$$

и предэкспоненциальный множитель выражаются через полную энергию возбуждения.

Таким образом, термодинамические функции и плотность уровней ядра представлены в виде аналитических функций энергии возбуждения и характеристик одночастичных спектров протонов и нейтронов во всем интервале энергий возбуждения с учетом перехода из сверхпроводящего состояния в нормальное с ростом энергии возбуждения.

Литература

1. Соловьев В.Г. Структура сложных ядер. Москва. Наука, 1971.
2. Lang D.W. Nucl. Phys., 1963, v.42, p.353 ; Гринь Д.Т., Струтинский В.М. Ядерная физика, 1965, т.1, с.420, Игнатюк А.В., Шубин Д.Н. Ядерная физика, 1968, т.8, с.1135.
3. Игнатюк А.В., Шубин Д.Н. Известия АН СССР, 1973, т.37 №9, с.1947.
4. Шубин Д.Н. "Проблемы ядерной физики и космических лучей". Харьков, 1977.

**УЧЕТ ФЛУКТУАЦИЙ ШИРИН РЕЗОНАНСОВ
ПРИ РАСЧЕТЕ СЛОЖНЫХ ФУНКЦИОНАЛОВ СЕЧЕНИЙ**

В.Н.Кошечев, В.В.Синица
(ФЭИ ИКАЗ СССР)

Предлагается схема вычисления ожидаемых значений функционалов сечений в области неразрешенных резонансов, основанная на использовании гауссовских квадратурных формул невысокого порядка. Приводятся параметры формул, ориентированные на вычисление средних значений сечений. Сравниваются результаты вычисления некоторых практически важных функционалов, выполненных с использованием других параметров.

A METHOD OF COMPUTATION OF THE CROSS SECTION FUNCTIONALS WITH THE FLUCTUATIONS OF THE RESONANCE WIDTHS TAKEN INTO ACCOUNT

The scheme of expected cross-section functional value calculations in the unresolved resonance region is presented. The method is based on the use of the low order Gauss quadratures. The parameters optimized to the average cross-sections are given. The results are compared with that of the other calculations.

Функционалы сечений, используемые при вычислении групповых констант для реакторно-физических расчетов, имеют вид [1-3]:

$$\langle \sigma_r / (\sigma + \sigma_0)^n \rangle ; \quad n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (I)$$

$$\langle \sigma_r \exp(-s\sigma) \rangle ; \quad s, \sigma_0 \in [0, \infty)$$

n, σ_0, s - параметры функционалов;

$\langle \dots \rangle$ - усреднение по энергии в пределах заданного группового интервала (который, будем считать, содержит большое число резонансов в рассматриваемой области энергий). Запишем для интегралов (I) общее выражение:

$$I_r(t) = \int_x \int_{\sigma_r} \sigma_r f(\sigma, t) p(\sigma, \sigma_r) d\sigma d\sigma_r = \int_x f(\sigma, t) p_r(\sigma) d\sigma, \quad (2)$$

где $f(\sigma, t)$ - функция, определяющая зависимость подынтегрального выражения от полного сечения σ и совокупности параметров функционала t ;

$p(\sigma, \sigma_r)$ - двумерная плотность вероятности появления в групповом интервале пары значений полного сечения σ и сечения реакции r, σ_r ;

$\rho_r(\sigma) = \int_{\Sigma_r} \sigma_r \rho(\sigma, \sigma_r) d\sigma_r$ - весовая функция, определенная для реакции r .

Подобие весовых функций позволяет построить квадратурные формулы, оптимизированные по отношению к их совокупности

$$\{\rho_r(\sigma)\} : I_r(t) \approx \sum_{i=1}^N a_i \sigma_{ri} f(\sigma_i, t). \quad (3)$$

где $a_i, \sigma_{ri}, \sigma_i$ - подгрупповые параметры [2]. В рассматриваемой задаче целесообразно определить подгрупповые параметры для отдельного состояния $\nu \in J^k: a_i^{(\nu)}, \sigma_{ri}^{(\nu)}, \sigma_i^{(\nu)}$.

Считая, что сечения, обусловленные резонансами, принадлежащими различным состояниям, имеют независимые распределения, для вычисления функционала $I_r(t)$ получим формулу

$$I_r(t) = \sum_{\vec{r}} a_{\vec{r}} \sigma_{r\vec{r}} f(\sigma_{\vec{r}}, t), \quad (4)$$

где суммирование проводится по всем векторам дискретного пространства индексов подгрупповых параметров $\vec{i} = \{i_1, i_2, \dots\}$, а под подгрупповыми параметрами с векторными индексами понимаются величины:

$$a_{\vec{r}} = \prod_k a_{i_k}; \quad \sigma_{r\vec{r}} = \sum_k \sigma_{r i_k}; \quad \sigma_{\vec{r}} = \sum_r \sigma_{r\vec{r}}. \quad (5)$$

Для определения парциальных подгрупповых параметров можно воспользоваться методом, описанным в работе [4], тогда вычисление функционалов сведется к вычислению парциальных моментов сечений $\overline{\sigma_r^{(\nu)} \sigma^{(\nu)n}}$, усредненных по распределению резонансных параметров:

$$\overline{\sigma_r^{(\nu)} \sigma^{(\nu)n}} = \int \sigma_r^{(\nu)} \{\vec{\pi}^{(\nu)}\} \sigma^{(\nu)n} \{\vec{\pi}^{(\nu)}\} \rho^{(\nu)} \{\vec{\pi}^{(\nu)}\} d\vec{\pi}^{(\nu)}. \quad (6)$$

Здесь $\vec{\pi}^{(\nu)}$ - вектор резонансных параметров для ν - состояния;

$\rho^{(\nu)} \{\vec{\pi}^{(\nu)}\}$ - плотность вероятности появления некоторой совокупности резонансных параметров, характеризующей вектором $\vec{\pi}^{(\nu)}$. (В дальнейшем будем считать, что вероятность появления выделенного параметра имеет вид χ_n^1 распределения с определенным значением числа степеней свободы n и что параметры имеют независимые распределения.)

Определим флуктуационный фактор для моментов сечений (6) в виде

$$F = \overline{\sigma^k \{\vec{\pi}\} \sigma_r \{\vec{\pi}\}} / (\overline{\sigma^k \{\vec{\pi}\}} \overline{\sigma_r \{\vec{\pi}\}}) \quad (7)$$

(индекс ν опущен).

Будем считать, что эффекты интерференции и доплеровского уширения не влияют на распределения узлов для вычисления интегралов по распределениям резонансных параметров, входящих в выражение (7). В этом же приближении F можно выразить через резонансные ширины [5]:

$$F = \frac{[\bar{\Gamma}_1^{k_1} \bar{\Gamma}_2^{k_2} \dots \bar{\Gamma}_p^{k_p}]^{k_r}}{(\bar{\Gamma}_1 + \bar{\Gamma}_2 + \dots + \bar{\Gamma}_p + \bar{\Gamma}_r)^m} / \frac{[\bar{\Gamma}_1^{k_1} (\bar{\Gamma}_2)^{k_2} \dots (\bar{\Gamma}_p)^{k_p}]}{(\bar{\Gamma}_1 + \bar{\Gamma}_2 + \dots + \bar{\Gamma}_p + \bar{\Gamma}_r)^m}, \quad (8)$$

где $\bar{\Gamma}_r$ — парциальные ширины резонансов,
 $\bar{\Gamma}_r$ — радиационная ширина. Введем в рассмотрение флуктуационный фактор для выделенной ширины $\bar{\Gamma}_r$:

$$F_r^{(k, m)}(\alpha) = (1 + \alpha) \left[\frac{\chi^k}{(\chi + \alpha)^m} \right]; \quad \chi = \frac{\bar{\Gamma}_r}{\bar{\Gamma}_r} \quad (9)$$

В параметр α включены все остальные ширины, не совпадающие с выделенной. Определим параметры квадратурной формулы для интеграла (9) таким образом, чтобы они давали хорошую аппроксимацию зависимости от параметра α для фиксированного набора значений k и m (он определяет ориентацию на некоторый класс искомого функционалов, в частности, для средних сечений $k = m = 1$). Для этого используем следующий прием. Введем в моменты, необходимые для нахождения параметров гауссовских квадратурных формул, оптимизированные параметры b и ℓ следующим образом:

$$c_{\ell, k}(b) = \int_0^\infty (x+b)^{\ell+k} \rho(x) dx; \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (10)$$

Если $\rho(x)$ имеет вид χ_n^2 — распределения с числом степеней свободы n , для вычисления k -го момента получим выражение

$$c_k(b) = b^k \left(\frac{bn}{2} \right)^{\frac{k}{2}} \psi \left(\frac{n}{2}, \frac{n}{2} + k + 1; \frac{bn}{2} \right); \quad (11)$$

здесь ψ — вырожденная гипергеометрическая функция [6]. Параметры b , ℓ выбираются из условия наилучшего описания зависимости $F_r^{(k, m)}(\alpha)$. Очевидно, что при вычислении многократного интеграла, входящего в выражение (8), точность может только улучшиться.

В таблице I приведены значения оптимизированных параметров, которые обеспечивают точность аппроксимации зависимости $F_r^{(k, m)}(\alpha)$ лучше 1% во всей области изменения параметра $\alpha \in [0, \infty)$ для числа степеней свободы $n = 1, 2, 3$ и 10.

Таблица 1

n=1	α_i	.37928-I	.33360	.32004	.15198	.88286-I	.68162
	x_i	.69950+I	.18179+I	.31672	.80875-I	.18934-I	.1751-2
n=2	α_i	.45339-I	.38754	.42076	.14636		
	x_i	.46118+I	.15787+I	.40625	.55895-I		
n=3	α_i	.18684	.61629	.18687			
	x_i	.25782+I	.75900	.13250			
n=10	α_i	.59435	.40565				
	x_i	.13329+I	.51226				

С увеличением n точность аппроксимации улучшается. Хотя полученные параметры ориентированы, прежде всего, на средние сечения, они, при некоторой осмотрительности, могут быть использованы и для вычисления более сложных функционалов (см., например, таблицу 3).

В таблице 2 приведены относительные погрешности вычисления флуктуационного фактора $F^{(n,1)}(\alpha)$ по параметрам, полученным в других работах [7,8] (число степеней свободы $n=1$).

Таблица 2

ССЫЛКА	N	$\Delta = 10^{-4}$	10^{-3}	10^{-2}	0.1	1	10	10^2
[7]	10	.8	.7	.6	<.1	<.1	<.1	<.1
[8]	20	.8	.8	.4	<.1	.2	.2	.2
Данная работа	6	.8	.7	<.1	<-.1	<.1	<.1	<.1

Точность аппроксимации можно считать примерно одинаковой, но число параметров существенно уменьшилось, что позволяет отдать предпочтение оптимизированным параметрам (особенно при вычислении сумм высокой кратности). В качестве второго примера приведены относительные погрешности (%) вычисления полупцелых моментов для распределения χ_n^2 с $n=1$ (таблица 3). Эти величины фигурируют в разложении функционалов $\sigma_r/(\sigma+\sigma_0)$ по параметру $\Gamma_r/\bar{\Gamma}_n$ [8].

Таблица 3

ССЫЛКА	N	$\bar{\chi}^{1/2}$	$\bar{\chi}$	$\bar{\chi}^{1/2}$	$\bar{\chi}^2$
[7]	10	<.1	0	<.1	0
[8]	20	.3	0	.6	5.6
Данная работа	6	.2	0	.3	0

Функционалы такого вида определяют величину резонансного поглощения нейтронов в среде и поэтому имеют первоочередную практическую важность. Точность описания хотя и хуже, чем для параметров [7], но остается вполне приемлемой.

Литература

1. Абагян Д.П., Базазянц Н.О. и др. Групповые константы для расчета ядерных реакторов. М. Атомиздат, 1964.
2. Николаев М.Н., Игнатов А.А. и др. Атомная энергия, 1970, т. 24, вып. I, с.11; 1971, т.30, вып.5, с.426.
3. Хохлов В.Ф., Ткачев В.Д. и др. Сб.: Ядерные константы, М., ЦНИИАтоминформ, 1972, вып. 8, ч.4, с.154.
4. Сяница В.В., Николаев М.Н. Атомная энергия, 1973, т.35, вып.6, с.429.
5. Лукьянов А.А. Замедление и поглощение резонансных нейтронов. М., Атомиздат, 1974.
6. Бейтмен Г., Эрдели А. Высшие трансцендентные функции. М., Наука, 1973, т.1; 1974, т.2.
7. R.N.Hwang, H.Henryson, II. ANS Transactions, 1975, vol.22, p.712.
8. Абагян Д.П. Методы учета резонансных эффектов в групповых константах для расчета быстрых реакторов. Канд. дис., Мелекесс, НИИАР, 1971.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ СЕЧЕНИЙ В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

А. А. Лукьянов

(ФЭИ ГКАЗ СССР)

Получена простая модель для энергетической зависимости нейтронных сечений в области неразрешенных резонансов. С использованием этой модели групповые характеристики получаются как функции средних резонансных параметров в группе, универсальные по отношению к величине Γ/D .

AN MODELING OF THE NEUTRON CROSS SECTIONS ENERGY DEPENDENCE IN THE REGION OF OVERLAPPING RESONANCES

A simple model of neutron cross sections energy dependence in unresolved resonance region is given. Using this model some group characteristics are obtained as universal with respect to the ratio Γ/D functions of average parameters.

Исследования процессов переноса быстрых и промежуточных нейтронов в протяженных средах указывают на заметную роль эффектов резонансного самоэкранирования сечений даже в той области энергий, где резонансная структура экспериментально не обнаруживается из-за недостаточного разрешения. Основная информация об этой структуре получается обычно из данных по пропусканию широких пучков нейтронов через образцы исследуемого вещества различной толщины [1, 2]. При оценке самоэкранирования групповых сечений эта информация учитывается с помощью подгрупповых констант [2]. Моделирование энергетической зависимости сечений в этой области ограничивается, как правило, приближением изолированных резонансов ($\Gamma \ll D$). Сечения представляются как сумма эквидистантных брейт-вигнеровских резонансов, параметры которых распределены соответственно наблюдаемым в области разрешенных уровней закономерностям. Эта модель учитывает деформацию резонансов за счет доплеровского уширения, что необходимо при оценке температурных эффектов в реакторе, и интерференцию резонансного и потенциального рассеяния, существенно сказывающуюся на самоэкранировании в протяженных однокомпонентных средах с преимущественным рассеянием [3]. Однако эта модель не со-

держит мекрезонансной интерференции, необходимость учета которой в области энергий, где $\bar{\Gamma} \sim \bar{D}$, связана не только со специфической в этом случае энергетической структурой сечений, но и с выполнением такого важного при конструировании сечений условия, как унитарность матрицы столкновений. Модель изолированных резонансов в области $\bar{\Gamma} \sim \bar{D}$ оказывается непригодной для описания эффектов самоэкранирования групповых сечений [3]. Использование общих теоретических схем в этом случае сталкивается с рядом трудностей из-за обилия свободных параметров, определяемых из эксперимента, и весьма сложной в общем случае энергетической зависимостью сечений в интервале группы [4]. Приложение статистических методов ограничивается здесь построением теории средних по резонансам сечений, переход же к анализу усредненных по энергии сложных функционалов сечений, используемых для описания самоэкранирования, сталкивается с определенными трудностями принципиального характера.

Схема построения нейтронных сечений в области $\bar{\Gamma} \sim \bar{D}$ на основе наиболее общего в описании резонансных реакций формализма R -матрицы рассматривается ниже для относительно простого, но практически важного случая одноканального для каждого из возможных при рассматриваемой энергии значений полного момента J и четности X (обозначим их совместно индексом ν) рассеяния и большого числа каналов для радиационного захвата. Пренебрегая остальными возможными реакциями, для диагонального элемента матрицы столкновений $\psi^\nu(E)$ в этом случае можно записать довольно общее выражение [3]:

$$\psi^\nu(E) = e^{-2i\psi_\nu} [1 + iR^\nu(E)] / [1 - iR^\nu(E)], \quad (1)$$

где

$$R^\nu(E) = \frac{1}{2} \sum_{\lambda(\nu)} \Gamma_{\lambda\nu} / (E_\lambda - E - i\Gamma_\lambda^\nu/2). \quad (2)$$

Здесь $\Gamma_{\lambda\nu}$ и E_λ - резонансные параметры отдельных уровней; Γ_λ^ν - радиационная ширина, предполагаемая одинаковой для всех уровней $\lambda(\nu)$; ψ_ν - фаза, характеризующая нерезонансную часть упругого рассеяния. Формула (1) используется для параметризации детальной структуры нейтронных сечений в области разрешен-

ных резонансов [3,5]. В неразрешенной области, где из анализа экспериментальных данных нельзя определить весь набор параметров уровней, определяющих величину сечения при данной энергии нейтронов E , для энергетической зависимости сечений в интервале группы предлагается воспользоваться приближенной формой (2) [3,4]:

$$R^j(E) \approx S_j \operatorname{ctg} [\chi_j(E) - i\psi_j], \quad (3)$$

где $\chi_j(E) = \mathcal{K}(E_j - E)/\bar{D}_j$, а $S_j = \mathcal{K}\bar{\Gamma}_n^j/2\bar{D}_j$ и $\psi_j = \mathcal{K}\bar{\Gamma}_r^j/2\bar{D}_j$ нейтронная и радиационная силовые функции, предполагаемые не зависящими от энергии в интервале группы. Результат (3) соответствует случаю эквидистантных уровней λ с одинаковыми ширинами. В пределе $(\chi - i\psi) \rightarrow 0$ получаем правильный переход к одноуровневому приближению для $R^j(E)$ (2), а при усреднении по периоду $-\pi/2 \leq \chi \leq \pi/2$ - известный результат теории средних сечений [4]:

$$\bar{R}^j(E) = i S_j. \quad (4)$$

(Этот результат следует также из определения (3) в случае $j \gg 1$). Очевидно, что средняя по периоду $-\pi/2 \leq \chi \leq \pi/2$ величина и определяемые ею средние сечения также совпадают в нашей модели с обычными результатами теории [4].

Диагональный элемент модельной матрицы столкновений \mathcal{U} (индекс j в дальнейшем изложении будем опускать, относя все выкладки к одному из возможных значений набора J, \mathcal{K}) запишем в виде

$$\begin{aligned} \mathcal{U} &= e^{-2i\varphi} [\operatorname{tg}(\chi - i\psi) + iS] / [\operatorname{tg}(\chi - i\psi) - iS] = \\ &= e^{-2i\varphi} \frac{1 - S \operatorname{th} \psi}{1 + S \operatorname{th} \psi} \left[1 - \frac{2S(1 - \operatorname{th}^2 \psi)}{1 - S^2 \operatorname{th}^2 \psi} \cdot \frac{\mathcal{B} - i \operatorname{tg} \chi}{\mathcal{B} + \operatorname{tg}^2 \chi} \right], \quad (5) \end{aligned}$$

где $\mathcal{B} = (S + \operatorname{th} \psi)/(1 + S \operatorname{th} \psi)$. В пределе $\psi \gg 1$ ($\operatorname{th} \psi \approx 1$) это выражение совпадает с определением $\bar{\mathcal{U}}$ [4], а при $(\chi - i\psi) \rightarrow 0$ получим результат одноуровневого приближения. Используя это выражение для диагонального элемента, полное сечение для данного набора j воспроизведем периодической функцией

$$\sigma = 2\kappa\lambda^2g(1 - \operatorname{Re}U) = 4\kappa\lambda^2g \left(\sin^2\psi + \frac{\operatorname{sth}\psi \cdot \cos 2\psi}{1 + \operatorname{sth}\psi} + \frac{S(1 - th^2\psi)}{(1 + \operatorname{sth}\psi)^2} \cdot \frac{\beta \cos 2\psi - tg \lambda \sin 2\psi}{\beta^2 + tg^2\lambda} \right), \quad (6)$$

где первый член характеризует нерезонансную часть рассеяния, второй возникает из-за наложения резонансов в сечении реакции (см. ниже), а третий описывает форму резонансной линии с учетом ее деформации за счет эффектов интерференции резонансного и потенциального рассеяния.

Модельное сечение радиационного захвата определяется как

$$\sigma_{\gamma} = \kappa\lambda^2g [1 - |U|^2]^2 = 4\kappa\lambda^2g \frac{\operatorname{sth}\psi}{(1 + \operatorname{sth}\psi)^2} \frac{1 + tg^2\lambda}{\beta^2 + tg^2\lambda} \quad (7)$$

Усредняя по периоду $-\lambda/2 \leq x \leq \lambda/2$, получим выражение для среднего сечения реакции

$$\bar{\sigma}_{\gamma} = 4\kappa\lambda^2g \operatorname{sth}\psi / (1 + \operatorname{sth}\psi)(S + th\psi), \quad (8)$$

совпадающее при $\psi \ll 1$ с формулой Хаузера-Фешбаха. При $\psi \gg 1$ приходим к формуле для сечения образования компаунд-ядра:

$$\bar{\sigma}_{\gamma} = \kappa\lambda^2g [1 - |\bar{U}|^2] = 4\kappa\lambda^2g S / (1 + S)^2. \quad (9)$$

Таким образом, модель позволяет вычислить по средним резонансным параметрам и величину флуктуационного сечения $\sim |\bar{U}|^2 - |\bar{U}'|^2$.

Приведенные выражения для моделирования энергетической структуры сечений в области неразрешенных резонансов могут использоваться в аналитических оценках величин различных более сложных функционалов сечений, определяемых в эксперименте. Это средние по интервалу энергетической группы моменты сечений и корреляционные функции типа $\bar{\sigma}^n$, $\bar{\sigma}_{\gamma} \bar{\sigma}$, $\bar{\sigma}_{\gamma} \bar{\sigma}^n$, величина пропускания в зависимости от толщины образца $\frac{\exp(-n\bar{\sigma})}{\exp(-n\bar{\sigma})}$, значения сечений, измеренных на фильтрованных пучках, $\bar{\sigma}_{\gamma} \exp(-n\bar{\sigma})$ [1, 2].

Модельные сечения удобны для определения функциональной зависимости от средних параметров групповых характеристик, используемых в реакторных расчетах, для групп, где нет достаточной экспериментальной информации о резонансной структуре реальных сечений. В качестве примера приведем выражение для коэффициента самоэкранирования гомогенного резонансного интеграла в группе, получающееся с использованием модельных сечений (6), (7):

$$\frac{\overline{\sigma_p(\sigma_p + \sigma_m)}}{\overline{\sigma_p(\sigma + \sigma_m)}} = [(1 + \eta \cos^2 \psi)(1 - \eta \sin^2 \psi)]^{-1/2}, \quad (10)$$

где

$$\eta = \frac{4 \mathcal{L}^2 q s (1 - th^2 \psi)}{(\sigma_p + \sigma_m)(1 + s th \psi)(s + th \psi)};$$

σ_p - не зависящая от энергии часть полного сечения (6);
 σ_{n1} - сечение нерезонансного замедлителя в среде, отнесенное к одному ядру поглотителя [3]. Простая формула получается также и для сечения радиационного захвата, измеренного на фильтрованном пучке:

$$\overline{\sigma_p e^{-\kappa \sigma}} = \overline{\sigma_p} I_0(\kappa \sigma_0/2) e^{-\kappa(\sigma_p + \sigma_m)(1 + \eta \cos^2 \psi/2)}, \quad (11)$$

где $I_0(z)$ - функция Бесселя мнимого аргумента. Результаты для коэффициентов самоэкранирования, рассчитываемых с помощью модельных сечений, во многом подобны получающимся в одноуровневом приближении. Однако здесь не возникает трудностей в распространении методики расчета на область $\bar{\Gamma} \geq \bar{D}$ и очевиден предельный переход к неблокируемым сечениям ($th \psi \rightarrow 1$).

Рассмотренную схему моделирования сечений для оценки групповых характеристик можно развить на случай необходимости учета флуктуаций нейтронных ширин, используя метод разложения соответствующей поправки в ряд (3), либо аппроксимацию, предлагаемую в работе [6]. Температурное уширение резонансов оценивается обычно интегрированием сечений (6), (7) по распределению Максвелла, что снова приводит к периодической их зависимости от энергии. Представляет интерес использование здесь приближен-

ной методики, где температурное уширение резонансов учитывается лишь в величине $\gamma = \kappa (\Gamma_{\gamma} + \Delta) / 2\bar{D}$ с эффективной доплеровской шириной Δ .

Литература

1. Николаев М.Н., Филиппов В.В., Бондаренко И.И. "Атомная энергия", 1961, т. II, с. 445.
2. Николаев М.Н., Игнатов А.А., Хохлов В.Ф. "Атомная энергия", 1970, т. 29, с. II; 1971, т. 30, с. 426.
3. Лукьянов А.А. Замедление и поглощение резонансных нейтронов. М., Атомиздат, 1974.
4. Лейн А., Томас Р. Теория ядерных реакций при низких и средних энергиях. М., изд-во иностр. лит., 1960.
5. Абяян Л.И. и др. Сб. "Ядерные константы". М., Атомиздат, 1972, в. 9, с. 146.
6. Кононов В.Н. и др. Сб. "Ядерные константы". М., Атомиздат, 1975, в. 19, с. 57.

УЧЕТ ПРЯМЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ОПИСАНИИ ФУНКЦИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ УРОВНЕЙ В РЕАКЦИИ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ

В.Г.Проняев

(ФЭИ ГКАЗ СССР)

Показана возможность учета прямых процессов методом искаженных волн при описании функций возбуждения уровней в реакции неупругого рассеяния нейтронов. Среднеквадратичные параметры деформации однофононных состояний для такого описания могут быть получены из анализа данных по неупругому рассеянию заряженных частиц или вычислены в рамках полумикроскопических теорий.

THE ROLE OF THE DIRECT PROCESSES IN THE DESCRIPTION OF THE EXCITATION FUNCTIONS IN THE INELASTIC SCATTERING OF NEUTRONS

The possibility of the direct process accounting by means of DWBA method have been shown for description of levels excitation functions in neutrons scattering reaction. Mean square-root deformation parameters of one-phonon states could be obtained for such description from data analysis on inelastic scattering of charge particles or calculated in framework of phenomenological microscopical theories.

Статистическая модель ядерных реакций широко используется при описании и оценке функций возбуждения уровней неупругого рассеяния нейтронов. Такая модель при учете флуктуации и корреляции нейтронных ширин дает правильное предсказание сечения в области максимума функции возбуждения уровня. Однако при энергии нейтрона, превышающей на 3–5 Мэв порог возбуждения уровня, сечения, полученные в рамках статистической модели, во многих случаях лежат ниже экспериментальных значений, и это расхождение возрастает с ростом энергии. Как правило, при этом наблюдается такая асимметрия в угловом распределении сечений возбуждения уровней, которая указывает на вклад прямого механизма в исследуемую реакцию.

В большинстве работ, посвященных теоретическому описанию или оценке функций возбуждения уровней при неупругом рассеянии нейтронов, учет прямых процессов или не проводится, или осуществляется только для низколежащих, наиболее сильно коллективизированных уровней. В данной работе показана возможность учесть вклад прямых процессов и для уровней, имеющих менее вы-

раженную коллективную природу. Основой для этого является как существенное увеличение накопленной информации о спектроскопических характеристиках (энергии, спина, четности, среднеквадратичных параметров деформации) возбужденных состояний ядер, полученных в экспериментах по неупругому рассеянию заряженных частиц, так и успехи в полумикроскопическом описании возбужденных состояний, позволяющие восполнить пробелы в экспериментальных данных.

При анализе данных по неупругому рассеянию заряженных частиц широко используется метод искаженных волн в борновском приближении с макроскопическим описанием формфакторов возбужденных состояний. Среднеквадратичные параметры деформации β_λ , извлекаемые при таком подходе, определенным образом зависят от выбранных параметров оптического потенциала. Поэтому использование данных из рассеяния заряженных частиц для описания нейтронных сечений требует согласования соответствующих оптических потенциалов. Спектроскопические характеристики возбужденных состояний могут быть получены также в рамках полумикроскопических теорий [1,2]. Однако макроскопическое и полумикроскопическое описание формфакторов возбужденных состояний является тождественным лишь в самосогласованном подходе [2].

Для иллюстрации подхода рассмотрим описание функций возбуждения уровней ядра ^{56}Fe при неупругом рассеянии нейтронов [3].

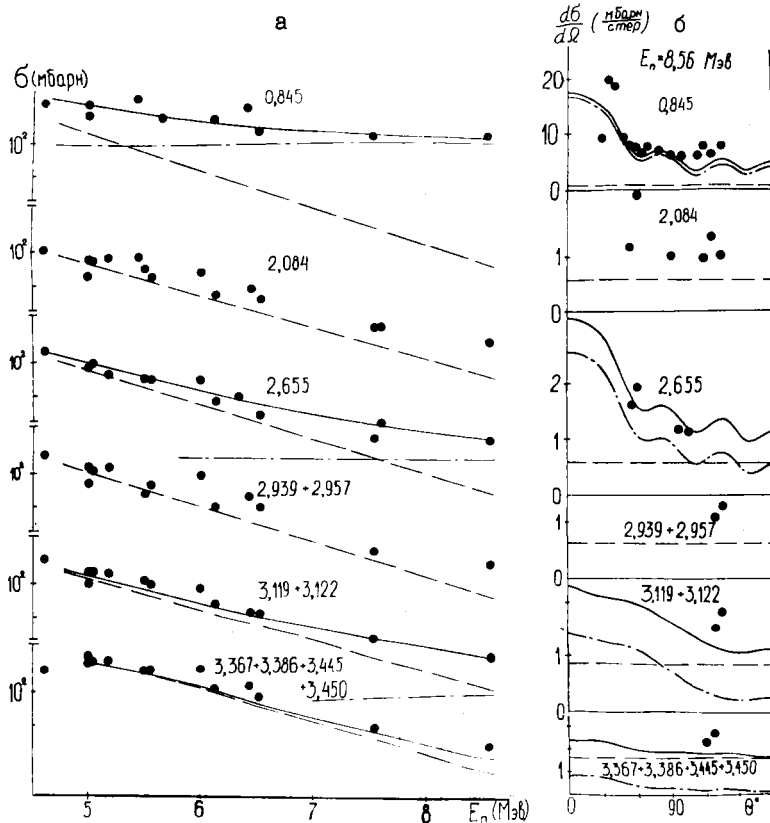
Спектроскопические характеристики нижайших состояний приведены в таблице I. Среднеквадратичные параметры деформации возбужденных состояний взяты из работы [4], где они были получены при анализе методом искаженных волн сечений возбуждения нижайших уровней при неупругом рассеянии протонов с энергией 17,5 Мэв. Прямое возбуждение состояний аномальной четности полагалось малым и не учитывалось.

Параметры потенциала оптической модели, а также плотности уровней в модели ферми-газа, использованные в расчетах, приведены в работе [5].

Результаты расчетов в сравнении с экспериментальными данными [3] представлены на рисунке, где штрих-

Таблица I

Е, Мэв	λ^π	β_λ
0,845	2 ⁺	0,29
2,08	4 ⁺	-
2,655	2 ⁺	0,107
2,936	0 ⁺	
2,956	2 ⁺	0,044
3,118	4 ⁺	0,124
3,122	1 ⁺	-
3,367	2 ⁺	0,043
3,386	6 ⁺	0,030
3,445	3 ⁺	-
3,450	1 ⁺	-



Функции возбуждения уровней (а) и угловые распределения для $E_n = 8,56$ Мэв (б) при неупругом рассеянии нейтронов на ядре ^{56}Fe . Энергии уровней указаны на рисунках.

- - экспериментальные данные [3],
- - вклад прямого механизма,
- - - вклад компаунд-ядерного механизма,
- - полное теоретическое описание

пунктирной, пунктирной и сплошной линиями показаны соответственно вклад в сечение возбуждения уровня или группы уровней прямого процесса, механизма реакции протекающей с образованием составного ядра и полное теоретическое описание функции возбуждения. Очевид-

но, что рассмотренный простой подход позволяет существенно улучшить описание "хвостов" функций возбуждения уровней и может быть использован в задаче оценки в тех энергетических областях, где прямые измерения отсутствуют. При этом для описания вклада прямых процессов возможно использование среднеквадратичных параметров деформации, полученные как из анализа экспериментальных данных по неупругому рассеянию заряженных частиц, так и из самосогласованного полумикроскопического описания возбужденных состояний ядра [2].

Литература

1. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер. М., "Наука", 1971.
2. Bohr A., Mottelson B. Nuclear Structure N.Y., Benjamin, 1976, v.2.
3. Kinney W.E., Perey F.G. Report ORNL-4515, 1970.
4. Peterson R.I. Ann.Phys. 1969, v.53, p. 40.
5. Бычков В.М. и др. "Нейтронная физика", 1974, ч.1, с. 316.

ИЗВЛЕЧЕНИЕ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ
В НУКЛЕОН-ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

И.Н.Титаренко
(ФЭИ ГРАЭ СССР)

В рамках метода сильной связи каналов анализируются парциальные сечения реакций $p+^{11}\text{B}$ и $n+^{11}\text{C}$ области энергий налетающих частиц 1-10 мэв.

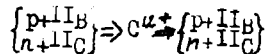
NUCLEON-NUCLEUS REACTIONS AS A SOURCE OF SPECTROSCOPIC INFORMATION

The partial cross-section of $p+^{11}\text{B}$ and $n+^{11}\text{C}$ reactions in the region of 1-10 meV are treated in the framework of the channel coupling method.

В последнее время для описания реакций неупругого рассеяния нуклонов на ядрах при низких энергиях все больше внимания стало уделяться подходам, последовательно учитывающим смешивание частично-дырочных конфигураций в непрерывном спектре. К таким моделям относится метод сильной связи каналов. Эта модель наиболее полно учитывает экспериментальную ситуацию, когда прямой и резонансный механизмы в нуклон-ядерной реакции присутствуют одновременно и зачастую трудно выделить доминирующий процесс.

В работе /1/ было показано, что постановка эксперимента с подавлением прямого механизма реакции может приводить к существенному изменению параметров возбуждаемых состояний. В таком случае становится актуальной задача извлечения спектроскопической информации в реакциях, где одновременно присутствуют прямой и резонансный механизмы. В метод сильной связи каналов в явном виде не входят параметры резонанса, как свободные параметры задачи. Необходимо научиться извлекать эти параметры из расчетов, а следовательно, из опыта, если расчет хорошо списывает эксперимент.

Рассмотрим нуклон-ядерные реакции $p+^{11}\text{B}$ и $n+^{11}\text{C}$, идущие через образование ядра ^{12}C . В рамках метода сильной связи каналов эти реакции можно рассматривать согласно схеме



Мы будем рассматривать связь восьми входных и выходных протонных и нейтронных частично-дырочных открытых каналов реакции, нумера-

ция и тип которых указаны в таблице. Из всех возмущаемых в реакции неупругого рассеяния нуклонов состояний ядра ^{12}C /I/ в данной работе рассмотрим только одно -3^- . Во-первых, этот уровень при $E_p = 3,9$ Мэв является практически чистым по изоспину ($T=0$) и представляет собой сравнительно узкий резонанс. Во-вторых, это состояние обнаружено во многих экспериментах и хорошо теоретически описывается в рамках метода сильной связи каналов.

№ канала	тип канала	Γ_i / Γ_0 (I)	Γ_i / Γ_0 (II)
1	$ (I\pi^{3/2}, \epsilon d^{3/2})_p $	0,48	0,50
2	$ (I\pi^{3/2}, \epsilon d^{3/2})_p $	0,29	0,28
3	$ (I\pi^{3/2}, \epsilon g^{3/2})_p $	$0,21 \cdot 10^{-6}$	$0,18 \cdot 10^{-6}$
4	$ (I\pi^{3/2}, \epsilon g^{3/2})_p $	$0,32 \cdot 10^{-6}$	$0,30 \cdot 10^{-6}$
5	$ (I\pi^{3/2}, \epsilon d^{3/2})_n $	0,14	0,12
6	$ (I\pi^{3/2}, \epsilon d^{3/2})_n $	0,12	0,11
7	$ (I\pi^{3/2}, \epsilon g^{3/2})_n $	$0,35 \cdot 10^{-7}$	$0,31 \cdot 10^{-7}$
8	$ (I\pi^{3/2}, \epsilon g^{3/2})_n $	$0,18 \cdot 10^{-6}$	$0,15 \cdot 10^{-6}$

Сечение такого процесса можно записать в виде

$$\sigma_{ij} = \frac{\pi}{k_i^2} \frac{(2J+1)}{(2S_i+1)(2I+1)} |S_{ij} - S_{ij}^0|^2, \quad (I)$$

где S_i , I , J — спины налетающей частицы, ядра-мишени, полный спин системы соответственно, k_i — волновое число налетающего нуклона. S — матрица рассеяния определяется в рамках метода сильной связи каналов, как и в работе /I/. В расчетах оптический потенциал был выбран в виде обычного реального потенциала Вудса-Саксона со спин-орбитальным и кулоновским взаимодействиями. Параметры задачи и детали расчета обсуждались ранее /I/.

На рис. 1 в зависимости от энергии рассеяния протона E_p показано полное сечение реакции $^{11}\text{B}(p, n)^{11}\text{C}$, а также её парциальные сечения для возбуждения 3^- -состояния углерода.

Вариант I. Извлечение парциальных ширин резонанса из анализа сечений.

В верхней части рис. 2 показаны парциальные сечения в окрестности резонанса 3^- при $E_p = 3,9$ Мэв, рассчитанные в рамках метода сильной связи каналов согласно (I). Будем определять величину резонансной

части спектра для отдельных каналов из рассчитанных сечений путем вычитания фона прямых процессов, который оценивается визуально. К оставшейся части спектра применяем формулу для изолированного резонанса

$$S_{ij} = \frac{\pi (2J+1)}{k_i^2 (2S_i+1)(2I+1)} \frac{\Gamma_i \Gamma_j}{(E-E_0)^2 + \Gamma^2/4}, \quad (2)$$

с помощью которой и определяем парциальные ширины Γ_i . Значения полученных таким образом Γ_i , выраженных в единицах Γ_0 , показаны в колонке (I) таблицы.

Вариант 2. Извлечение парциальных ширин резонанса из анализа S -матрицы рассеяния.

При наличии прямого и резонансного механизма реакции в окрестности резонанса общее выражение для S -матрицы можно записать в виде [2/

$$S_{ij} = \exp(i\delta_i + i\delta_j) \left(\delta_{ij} - i \frac{\sqrt{\Gamma_i \Gamma_j}}{E - E_0 + i\Gamma/2} \right), \quad (3)$$

где δ_i — фаза нерезонансного рассеяния в канале i . Рассмотрим поведение S -матрицы в зависимости от энергии рассеиваемой частицы в комплексной плоскости. Внизу на рис.2 точками показаны рассчитанные в рамках метода сильной связи каналов значения S -матрицы рассеяния в окрестности резонанса. Если в окрестности резонанса фон прямых процессов слабо зависит от энергии, тогда точки S -матрицы должны располагаться на окружности в комплексной плоскости. Используя после этого соотношение (3) для параметризации S -матрицы, легко получить искомые значения Γ_i/Γ_0 . В качестве примера в нижней части рис.2 показана процедура извлечения парциальных ширин для двух случаев, когда входным каналом служит канал I, а выходным либо канал I (S_{II}), либо канал 5 (S_{55}). Значения полученных таким образом парциальных ширин представлены в колонке (II) таблицы.

Анализ результатов по извлечению спектроскопической информации в нуклон-ядерных реакциях позволяет отдать предпочтение варианту 2, так как он свободен от визуальной оценки фона прямых процессов. Следует также заметить, что сумма парциальных ширин для обоих вариантов несколько больше, чем полная ширина резонанса, что может быть связано не только с ошибками анализа, но и с интерференцией анализируемого резонанса с другими состояниями.

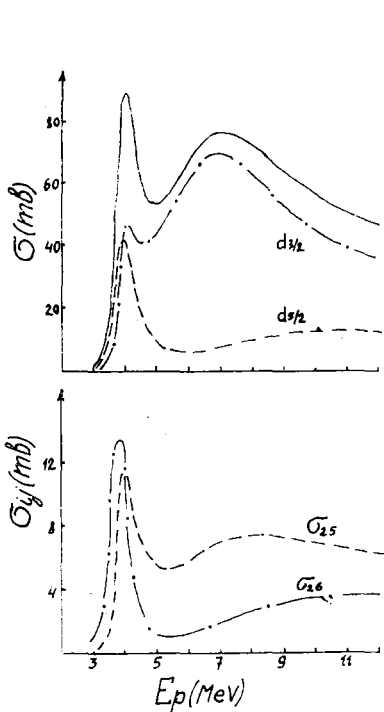


Рис. 1. Сечение реакции $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$, идущей с возбуждением 3^- состояния в ^{11}C , в зависимости от энергии рассеяния протона. Вверху: полное сечение и вклад по двум нейтронным каналам распада ^{11}C . Внизу: частичные сечения для отдельных каналов

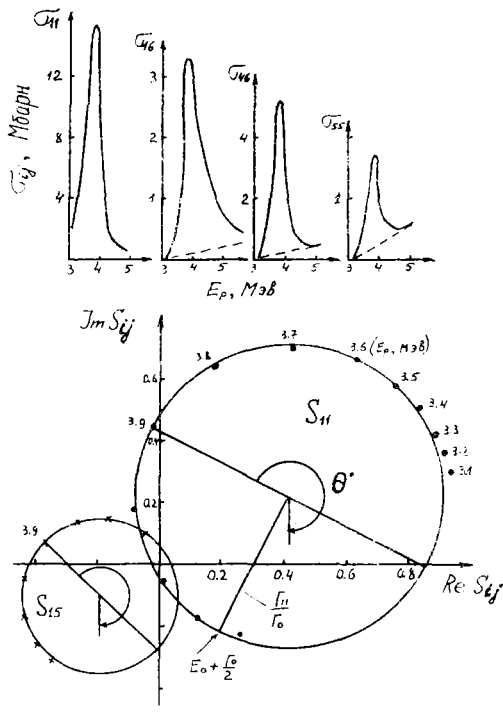


Рис. 2. Частичные сечения реакции $^{11}\text{B}(p,n)^{11}\text{C}$ в окрестности 3^- резонанса при $E_0 = 3,9$ Мэв (вверху); --- оценка фона прямых процессов и характер зависимости S -матрицы для отдельных переходов в окрестности резонанса (внизу). Точки - расчет в рамках метода сильной связи каналов; радиус окружности согласно (3) равен $\sqrt{\Gamma_i \Gamma_j / \Gamma_0}$

Литература

Г.Н.Н.Титашенко, Ядерная физика 21 (1975),730.
 З.О.Бор, Б.Мотдельсон, Структура атомного ядра, "Мир", 1971.
 З.С.Махауа, А.М.Саруис; Nucl.Phys. A 177(1971),103.

СТАТИСТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ СПЕКТРОВ ФОТОНЕЙТРОНОВ

В.С.Ставинский, Д.Н.Шубин

(ФЭИ ГКАЭ СССР)

Исследуется влияние энергии возбуждения ядра на форму спектра фотонейтронов, когда сечение фотопоглощения описывается формулой Коши. Показано, что в этом случае спектр нейтронов в области малых энергий заметно отличается от стандартного спектра Вейскопфа (20-30%).

STATISTICAL DESCRIPTION OF PHOTONEUTRON SPECTRA

The influence of the nuclear excitation distribution on the spectrum shape of photoneutrons is investigated, when the photoabsorbtion cross-section has Couchi form. It is shown that the neutron spectrum in the range of low energies is from the Standard Weisskopf spectrum.

Анализ влияния распределения энергии возбуждения ядер на форму спектра фотонейтронов был проведен в работе [1] в предположении, что энергетическая зависимость сечения фотопоглощения описывается лоренцевской кривой. Результаты этих расчетов сравнивались с данными работы [2] по спектрам фотонейтронов для ядер Ta, Pb, Bi и Th, полученными на тормозном спектре с максимальной энергией $E_{\text{max}} = 31$ Мэв. Были объяснены аномалии в жесткой части этих спектров ($E_n > 2$ Мэв), которые авторы работы [2] трактовали как указание на отклонение формы этих спектров от предсказаний статистической теории.

В настоящей работе проводится исследование искажения формы спектров фотонейтронов по сравнению со стандартным спектром Вейскопфа

$$\psi(\epsilon) = \frac{\epsilon e^{-\epsilon/\Gamma}}{\pi^2}, \quad (1)$$

в предположении, что распределение энергии возбуждения ядер задается функцией:

$$W(U) = \frac{A}{(U - E_R)^2 + \left(\frac{U_0}{2}\right)^2}, \quad (2)$$

где E_R - положение максимума сечения фотопоглощения, Γ_R - его ширина. Постоянную A определяем из условия нормировки

$$\int_{B_1}^{E_{\delta m}} W(U) dU = 1,$$

откуда имеем

$$A = \frac{\Gamma_R / 2}{\operatorname{arctg} \frac{(E_{\delta m} - E_R)}{\Gamma_R / 2} - \operatorname{arctg} \frac{(B_1 - E_R)}{\Gamma_R / 2}}, \quad (3)$$

где B_I - энергия связи первого нейтрона в ядре-мишени.

Нас будет в дальнейшем интересовать прежде всего вопрос о том, к каким искажениям спектра (I) приводит его усреднение по распределению энергии возбуждения (2) в области энергий нейтронов < 1 Мэв. Как показывает эксперимент [3], в этой области энергий нейтронов наблюдается заметный избыток медленных нейтронов по сравнению со спектром (I), который используется для определения из экспериментальных данных параметра спектра T .

Спектр нейтронов при заданной энергии возбуждения U представим в виде

$$\psi(\epsilon, \epsilon_{\max}) = \begin{cases} \frac{\epsilon e^{-\epsilon/T}}{T^2 F(\frac{\epsilon_m}{T})} & \epsilon \leq \epsilon_m, \\ 0 & \epsilon > \epsilon_m, \end{cases} \quad (4)$$

где $T = \text{const}$ (приближение постоянной температуры),

$\epsilon_m = U - B_I$, а

$$F(x) = 1 - (1+x)e^{-x}. \quad (5)$$

Тогда спектр первого нейтрона $\bar{\Phi}_1(\epsilon)$, усредненный по распределению (2),

$$\begin{aligned} \bar{\Phi}_1(\epsilon) &= \int_{B_1 + \epsilon}^{E_{\delta m}} \frac{W(U) \psi(\epsilon, \epsilon_m) dU}{F(\frac{U - B_1}{T_1})} \\ &= \frac{\epsilon e^{-\epsilon/T_1}}{T_1^2} A J(\epsilon, E_{\delta m}, E_R, T_1, B_1), \end{aligned} \quad (6)$$

где искажающая функция $J(\epsilon)$ имеет вид

$$J(\epsilon) \approx \frac{1}{\Gamma_R/2} \left\{ \operatorname{arctg} \frac{2(E_{\gamma m} - E_R)}{\Gamma_R} + \operatorname{arctg} \frac{2(E_R - B_1 - \epsilon)}{\Gamma_R} \right\} + \frac{2T_1^2}{(E_R - B_1)^2 + (\Gamma_R/2)^2} \left\{ \frac{1}{\epsilon} - \frac{1}{E_{\gamma m} - B_1} \right\}, \quad (7)$$

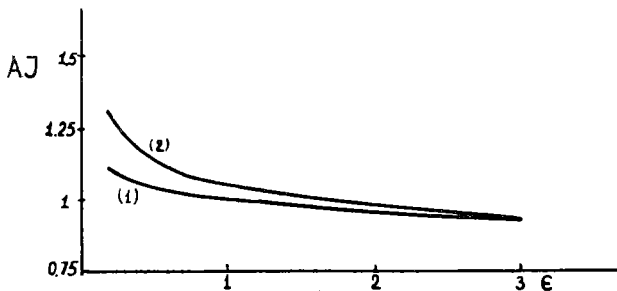
в приближении

$$\frac{1}{F(x)} \approx 1 + \frac{2}{x^2}. \quad (8)$$

Аналогично спектр второго нейтрона $\bar{\Phi}_2(\epsilon)$ с хорошим приближением можно записать в виде

$$\bar{\Phi}_2(\epsilon) = \frac{\epsilon e^{-\epsilon/T_2}}{T_2^2} A J(\epsilon, E_{\gamma m}, E_R, T_2, B_1 + B_2 + T_1). \quad (9)$$

Конкретные расчеты были проведены для реакции $Bi(\gamma, n)$ [3]. Для этого случая $E_{\gamma m} = 45$ Мэв; $B_1 = 7,43$ Мэв, $B_2 = 6,9$ Мэв. Параметры гигантского резонанса $E_K = 13,5$ Мэв, $\Gamma_R = 4$ Мэв были взяты из [4]. На рисунке приведены результаты расчета величины AJ , искажающей спектр первого и второго нейтрона для $E_{\gamma m} = 45$ Мэв. Использовались при этом значения $T_1 = 0,8$ Мэв и $T_2 = 0,57$ Мэв.



Зависимость искажающей функции от ϵ для первого (1) и второго нейтрона (2)

Видно, что появляется дополнительная энергетическая зависимость, приводящая к смягчению спектра, особенно в обла-

ти энергий нейтронов < 1 Мэв, где отличия от стандартного спектра могут достигать 30 %. Как видно из формул (7) и (9), при $\epsilon \rightarrow 0$ $J(\epsilon)$ зависит от ϵ как $1/\epsilon$, так что $\overline{\Phi}_1(\epsilon)$ и $\overline{\Phi}_2(\epsilon)$ не обращаются в нуль при $\epsilon = 0$. Если $E_{\text{ум}}$ значительно больше V_I или $V_I + V_2$, то J слабо зависит от $E_{\text{ум}}$.

Интересно отметить, что эффективная температура суммарного спектра нейтронов в области $E_n > 1$ Мэв получается равной 0,67 Мэв, что говорит об общем смягчении спектра во всей области энергии нейтронов.

Литература

1. Шубин Д.Н., Ставинский В.С. Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике. Киев, 9-13 июня 1975, ч.3, с.133.
2. Евсеев В.С., Мамедов Т.Н., Селюгин О.В. Дубна, ОИЯИ, PI-7962.
3. Gayther D.B., Goode J. Nucl. Energy, 1967, v.21, p.773.
4. Bergman B.L., Fultz S.C. Rev. Mod. Phys., 1975, v.47, p.713.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОПТИМАЛЬНЫХ ПАРАМЕТРОВ ОПТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА
ДЛЯ ИЗОТОПОВ ^{206}Pb И ^{207}Pb ПО ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЗАВИСИМОСТИ
ПОЛНОГО НЕЙТРОННОГО СЕЧЕНИЯ

Б.А.Бенецкий, А.В.Клячко
(ИЯИ АН СССР)

Проведены расчеты полных нейтронных сечений по оптической модели ядра для ^{206}Pb и ^{207}Pb . Методом наименьших квадратов определены соответствующие экспериментальным данным параметры оптического потенциала, а также значения амплитуды изотопического члена действительной и мнимой части потенциала: $V_1 = 33 \pm 15$ МэВ, $W_1 = 8 \pm 6$ МэВ.

OPTIMAL PARAMETERS DETERMINATION OF OPTICAL POTENTIAL
FOR Pb ISOTOPES ACCORDING TO THE TOTAL NEUTRON CROSS
SECTION ENERGY DEPENDENCE

Optical model calculations of the total neutron cross sections for ^{206}Pb and ^{207}Pb were made. Optical potential parameters corresponding to the experimental data were estimated by min χ^2 method. The amplitudes of the real and imaginary isotopic components of the optical potential were found to be $V_1 = 33 \pm 15$ MeV and $W_1 = 8 \pm 6$ MeV.

Анализ взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами по оптической модели ядра позволяет, как известно, получить хорошее согласие с экспериментальными данными в широком интервале энергий и атомных весов. В среднем параметры оптического потенциала обнаруживают общее плавное изменение с атомным весом и энергией, на которое накладываются некоторые флуктуации, обусловленные индивидуальными свойствами рассматриваемых ядер. С повышением точности измерений возникает возможность изучения этих флуктуаций, которые являются возможным источником данных о структуре ядра.

В работах [1 - 5] проведены измерения полных нейтронных сечений для изотопов ^{206}Pb и ^{207}Pb . Абсолютные значения полного нейтронного сечения σ_t для этих изотопов близки по

величине, для ^{206}Pb в интервале энергий нейтронов 15 - 18 МэВ наблюдается несколько более быстрый рост, чем для ^{207}Pb (около 6,5% для ^{206}Pb против 2% для ^{207}Pb).

Для сопоставления вышеупомянутых экспериментальных данных нами проведены расчеты по оптической модели ядра. В них использовалась программа [6] с поверхностным поглощением и независимыми от энергии параметрами оптического потенциала. Была проведена подгонка параметров оптического потенциала по методу наименьших квадратов с тем, чтобы получить наилучшее согласие рассчитанных энергетических зависимостей полного сечения σ_t с экспериментальными данными для каждого изотопа. Для ^{207}Pb получены следующие значения параметров потенциала: $V_R=40,0$ МэВ, $W_R=13,6$ МэВ, $V_{so}=13,3$ МэВ, $R_0=7,4$ ф, $a=0,65$ ф, $b=0,98$ ф. Эти значения соответствуют минимуму χ^2 для области энергий 13,3 - 16,2 МэВ, достаточно далекой от наблюдающегося в энергетической зависимости $\sigma_t(E)$ для ^{207}Pb при энергии 16,8 МэВ резонанса. При определении параметров потенциала для ^{206}Pb была использована одна из серий экспериментальных данных [3] в области энергий 15 - 18 МэВ. Полученные значения, соответствующие минимуму χ^2 для этих экспериментальных данных, отличаются от полученных для ^{207}Pb в основном значениями глубины действительной и мнимой части оптического потенциала, равными соответственно 41,4 и 14,1 МэВ.

Исходя из полученных данных о параметрах потенциала, можно оценить амплитуду изотоп-спинового /зависящего от нейтронного избытка/ члена оптического потенциала. Надо отметить, что до сих пор в вопросе о величине изотопической аномалии полной ясности нет. По данным разных авторов, величина

амплитуды изотопического члена действительной части потенциала V_1 составляет от 10 до 25 МэВ, мнимой части $-W_1$ - от 12 до 26 МэВ. С учетом зависимости параметров оптического потенциала от энергии и возможной систематической ошибки в 2% при определении абсолютных величин сечений [3, 5] полученным значениям параметров оптического потенциала для изотопов Pb соответствуют $V_1 = 33 \pm 15$ МэВ, $W_1 = 8 \pm 6$ МэВ.

Литература

1. Бенецкий Б.А., Нефедов В.В., Франк И.М., Штраниях И.В. "Краткие сообщ. по физике ФИАН", 1972, №3, с. 75.
2. Бенецкий Б.А., Нефедов В.В., Франк И.М., Штраниях И.В. "Ядерная физика", 1973, т. 17, с. 21.
3. Бенецкий Б.А., Клячко А.В., Нефедов В.В., Франк И.М., Штраниях И.В. "Энергетическая зависимость полного нейтронного сечения для ^{206}Pb в интервале 15 - 18 МэВ." В данном сборнике.
4. Бенецкий Б.А., Клячко А.В., Нефедов В.В., Франк И.М., Штраниях И.В. "Сообщения ОИЯИ", 1975, P3-9047.
5. Бенецкий Б.А., Клячко А.В., Нефедов В.В., Франк И.М., Штраниях И.В. "Сечение взаимодействия нейтронов с ^{207}Pb в области энергий 13,3 - 18,5 МэВ". См. данный сборник II секция.
6. Бенецкий Б.А., Клячко А.В. "Краткие сообщ. по физике ФИАН", 1974, № 4, с. 9.

О ВОЗМОЖНОСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ РЕЗОНАНСОВ В ФУНКЦИЯХ ВОЗБУЖДЕНИЯ
ПРИ СИЛЬНОЙ СВЯЗИ ОТКРЫТЫХ КАНАЛОВ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ

А.К.Зайченко, В.С.Ольховский, С.П.Ситыко
(Киевский государственный университет)

На основе обобщенной оптической модели для сильно-деформированных ядер приводятся соображения к возможному объяснению эффекта аномальной величины сечений возбужденных уровней ^{152}Sm нейтронами с энергией 2-3 Мэв.

ON THE POSSIBILITY OF EXISTENCE OF RESONANCES IN EXCITATION
FUNCTIONS BY TIGHT COUPLING OF INELASTIC SCATTERING OPEN
CHANNELS

Founding on the generalized optical model for strong deformed nuclei the considerations of possible explanation of the effect of anomalous level cross-section excitation of ^{152}Sm are produced.

При изучении реакции $^{152}\text{Sm}(n, n'\gamma)$ с $E_n = 2,75\text{Мэв}$ обнаружено аномальное возбуждение ряда коллективных состояний ядер, не объясненное в рамках существующих представлений о механизме ядерных реакций с низкоэнергетическими нейтронами [1]. Особенно сильное отклонение наблюдается в функции возбуждения второго уровня (366,4 Мэв; $I = 4^+$).

В [2] приведены значения параметра квадрупольной деформации ($\beta_2 = 0,22$), полученное из анализа экспериментов по изучению полных сечений взаимодействия нейтронов с изотопами самария в предположении аксиально-симметричной формы ядра ^{152}Sm . Если координатную зависимость оптического потенциала, описывающего взаимодействие нейтронов с ядрами, описать стандартной функцией вида

$$\left\{ 1 + \exp \left[\frac{r - R(\epsilon, \gamma)}{a} \right] \right\}^{-1}, \quad (1)$$

то в разложении (1) в ряд по параметрам β_2 и $\beta_4 \approx (0,07)$ члены, квадратичные по β_2 , будут того же порядка величины, что и члены, линейные по β_4 . В этом приближении, записывая систему зацепляющихся уравнений, типичную для обобщенной оптической модели (см., напр., [3]), нетрудно заключить, что матричные элементы потенциала связи, связывающие каналы неупругого рассеяния с каналом упругого рассеяния, имеют одинаковый порядок величины в случае возбуждения и первого (2^+) и второго (4^+) ротационных уровней.

Одно только это обстоятельство может уже в какой-то степени объяснить, примерно, одинаковую величину глобальных сечений неупругого рассеяния ($\sigma_{\text{инт}} = 890 \text{ мб}$ при возбуждении уровня 2^+ и $\sigma_{\text{инт}} = 1000 \text{ мб}$ при возбуждении уровня $4^+[1]$).

Кроме того, исследование свойств многоканальной S -матрицы рассеяния нейтронов ядрами с коллективным спектром возбуждений указывает на возможность специфических "резонансов формы" в сечениях рассеяния (при энергиях выше порогов неупругого рассеяния). Такие резонансы исследовались еще в [4] и моделировались в [5]. Они могут формироваться из метастабильных состояний в оптическом потенциале диагональной части гамма-матрицы одного из каналов неупругого рассеяния (с учетом центробежного члена). Ширина таких резонансов определяется, главным образом, величиной недиагональных членов связи каналов и, в общем, уменьшается с ростом последних. Поскольку энергия возбуждения и первого (122 кэВ) и второго (366 кэВ) ротационного уровней ядер ^{152}Sm пренебрежимо мала по сравнению с энергией нейтронов ($\sim 3 \text{ МэВ}$), то следует ожидать практически одновременного появления метастабильных состояний в канале упругого рассеяния, что, возможно, и объясняет большую величину сечений обоих пределов неупругого рассеяния. В настоящее время выполняются численные расчеты в рамках предлагаемого подхода.

Литература

1. Е.А. Андреев, В.К. Басенко, С.П. Ситько. Эффекты прямого возбуждения состояний ^{152}Sm , $^{174,176,178}\text{Yb}$ и $^{182,184,186}\text{W}$ при неупругом рассеянии низкоэнергетических нейтронов. Доклад на Международной конференции в Ловелле (США), июль, 1976 г.
2. R.E. Shamu et al., Phys.Lett. 61B, (1976), 29.
3. Т. Тамура, Revs.Mod.Phys, 37 (1965), 679
4. В.В. Балашов, П. Долешал, Г.Я. Коренмак, В.П. Фетисов, ЯФ, т.2, стр.643, 1965.
5. P.P. Delsanto, M.F. Roetter, H.G. Wahsweiler, Phys.Lett., v. 28B, p.246, 1968

К ТЕОРИИ РЕЗОНАНСОВ В МНОГОКАНАЛЬНОМ РАССЕЯНИИ

В.С.Ольховский, А.К.Зайченко

(Киевский государственный университет)

В рамках метода сильной связи каналов с комплексными потенциалами исследована природа разных видов резонансов в сечениях рассеяния. Разработаны рецепты теоретического поиска резонансов и оценок их характеристик.

TO THE RESONANCE THEORY IN MULTICHANNEL SCATTERING

The nature of various types of resonances in cross-sections is investigated on the base of the strong-coupling-channel method with complex potentials. The prescriptions of a theoretic search of resonances and of evaluation of their characteristics are elaborated.

В [1] был предложен простой прием описания и поиска "резонансов формы потенциала". Энергию резонанса предлагалось оценивать из условия образования стоячей волны внутри потенциальной ямы /обычно с узлом на границе ямы/, а ширину резонанса — из оценки коэффициента проницаемости барьера. Однако понятие стоячей волны, строго говоря, применено лишь для прямоугольных потенциальных ям и вертикальной внутренней границы краевых барьеров. Поэтому в общем случае размытых ям и барьеров целесообразна разработка столь же простых, но более общих и обоснованных рецептов.

В [1-5] для ряда конкретных задач была показана принципиальная возможность разных видов резонансов многоканального рассеяния. Обобщенная оптическая модель с учетом закрытых каналов в какой-то степени может описать отдельные резонансы и некоторые участки резонансной структуры функций возбуждения [6-8]. Однако проблемы установления природы резонансов и теоретического поиска их все еще остаются в значительной мере открытыми. Настоящая работа посвящена разработке подхода, предложенного одним из авторов /В.С.О./.

Для простоты и выявления существа подхода ограничимся двука-
нальной задачей с центрально-симметрическими потенциалами $V_{mn}(r)$
($m, n = 0, 1$), убывающими быстрее, чем по экспоненциальному закону для
 $m = n$, а для $m \neq n$ обращаемися в 0 при $r > a$; спины частиц не
будем принимать во внимание.

Решая систему связанных уравнений

$$\left. \begin{aligned} u_{0e} &= v_{0e} + G_{0e} V_{01} u_{1e}, \\ u_{1e} &= G_{1e} V_{10} u_{0e} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

для парциальных волновых функций каналов упругого и неупругого рас-
сеяния, описываемых при $r > a$ выражениями вида

$$u_{ne}(r) = \frac{i}{2} [f_{ne}(k_n, r) e^{i\epsilon x/2} G_{n0} - i e^{i\epsilon x/2} \sqrt{\frac{k_n^{(n)}}{k_0}} f_{net}(k_n, r) e^{-i\epsilon x/2}], \quad n=0, 1, \quad (2)$$

где функции Грина $G_{ne} = -\frac{2\mu}{\hbar^2} \frac{1}{k_n} z_{ne}^{(n)}(r_2) z_{ne}(r_1)$, z_{ne} - решения урав-
нений

$$\left[E - \epsilon_n + \frac{\hbar^2}{2\mu} \frac{d^2}{dr^2} - \frac{\hbar^2 \epsilon(\epsilon+1)}{2\mu r^2} - V_{nn} \right] z_{ne} = 0, \quad (3)$$

которые можно представить в виде

$$z_{ne}(r) = \frac{\psi_{ne}(r)}{\psi_{ne}(a)} \cdot \frac{i}{2} [f_{ne}(k_n, a) e^{i\epsilon x/2} - i e^{i\epsilon x/2} f_{net}(k_n, a) e^{-i\epsilon x/2}], \quad n=0, 1, \quad (4)$$

(при $r \leq a$),

$$z_{ne}^{(n)}(r) = e^{-i\epsilon x/2} f_{net}(k_n, r), \quad n=0, 1 \quad (\text{при } r > a), \quad (5)$$

где

$k_n = \sqrt{2\mu(E - \epsilon_n)}/\hbar$, ψ_{ne} и f_{net} - регулярные и нерегулярные решения урав-
нения (3), нормированные соответственно условиями $\lim_{r \rightarrow \infty} r^{-\epsilon-1} \psi_{ne}(k_n, r) = 1$
и $\lim_{r \rightarrow \infty} e^{i\epsilon x/2} f_{net}(k_n, r) = 1$, S_{ne} - элементы одноканальной S -матри-
цы рассеяния потенциалом V_{nn} , можно получить следующие выражения для
 $S_e^{(mn)}$ подробный вывод будет приведен в другом месте/:

$$S_e^{(mn)}(k_0, k_1) = e^{-2i\epsilon k_0} \frac{U_n^-}{U_n^+} \cdot \frac{\tilde{V}_n^- \tilde{V}_n^+ - \sum_{m=0}^{\infty} \int_a^{\infty} \mathcal{D}_m U_m^+ U_m^-}{\tilde{V}_0^+ \tilde{V}_1^+ - \sum_{m=0}^{\infty} \int_a^{\infty} \mathcal{D}_m U_m^+ U_m^-}, \quad n=0, 1 \quad (6)$$

$$\sqrt{\frac{k_1}{k_0}} V_e^{(10)}(k, \kappa) = e^{-i a(k_0 \kappa)} \frac{2 i k_0 (k_0 \kappa)^e Z X_0 X_1 \prod_{m=1}^l D_m V_m^-}{\tilde{V}_0^+ \tilde{V}_1^+ - Z^2}, \quad (7)$$

где

$$V_n^\pm = A_n \pm i k_n B_n = k_n^e \exp(\mp i k_n a \mp i l \pi / 2) \varphi_{n e \pm}(k, a), \quad \tilde{V}_n^\pm = X_n^2 V_n^\pm - D_n Y_n V_n^+ V_n^- = \tilde{C}_n \pm i k_n^{2e+1} \tilde{D}_n, \quad V_n^\pm = C_n \pm i k_n^{2e+1} D_n,$$

$$C_n = [A_n \frac{\partial A_n}{\partial a} + k_n^2 B_n \frac{\partial B_n}{\partial a}] \varphi_{n e} - [A_n^2 + k_n^2 B_n^2] \frac{\partial \varphi_{n e}}{\partial a}, \quad D_n = \varphi_{n e},$$

$A_n, B_n, C_n, D_n, X_n^2, Y_n, Z$ - целые функции k_n^2 , вещественные при вещественных k_n^2 и вещественных $V_{m n}$. Функции Y_n и Z исчезают при $V_{n, l n} = 0$. Выражения (6) и (7) удобно использовать в качестве математической канвы для исследования различных видов резонансов.

Если в каком-нибудь интервале энергий $\int_e^{(\infty)}$ можно представить в виде произведения дроби вида

$$\frac{E - E_\lambda - i(\Gamma_{e, \lambda} - \Gamma_{a, \lambda})/2}{E - E_\lambda + i(\Gamma_{e, \lambda} + \Gamma_{a, \lambda})/2} \quad (8)$$

или

$$\frac{\alpha_\lambda (E - E_\lambda) - i \Gamma_\lambda / 2}{E - E_\lambda + i \Gamma_\lambda / 2}, \quad |\alpha_\lambda| \leq 1 \quad (9)$$

с достаточно малыми величинами $\Gamma_{e, \lambda}$ и $\Gamma_{a, \lambda}$ или Γ_λ на множитель, слабо зависящий от k_0 , то в сечении рассеяния может иметь место узкий изолированный резонанс. Предельным значениям $\Gamma_{e, \lambda} = \Gamma_{a, \lambda} = 0$ или $\Gamma_\lambda = 0$ можно поставить в соответствие одно из следующих условий:

$$\varphi_{n e}(k_{n p}, a) = 0 \quad (n=0 \text{ или } 1), \quad \frac{\partial \tilde{C}_n}{\partial k_{n p}} \rightarrow \infty, \quad (10)$$

$$\frac{\partial \varphi_{n e}(k_{n q}, a)}{\partial a} = 0 \quad (n=0 \text{ или } 1), \quad \left| \frac{\partial V_{e, \lambda}^+}{\partial k_{n q}} \right| \rightarrow \infty, \quad (11)$$

где значения $k_{n p}$ и $k_{n q}$ для вещественных $V_{m n}$ лежат на вещественной положительной полуоси,

$$\tilde{C}_1(k_{1 r}) + i(k_{1 r})^{2e+1} \tilde{D}_1(k_{1 r}) = 0, \quad Z_r \rightarrow 0, \quad (12)$$

где точки $k_{1 r}$ для вещественных $V_{m n}$ лежат на мнимой оси. Возможны также случаи нулей X_n, Y_n, Z или общих нулей общего знаменателя

(6) и (7). Исходя из этого, естественно искать узкие резонансы вблизи значений энергии, удовлетворяющих одному из условий (10) - (12) и т.д., разлагая числители и знаменатели в (6) и (7), в ряд по степеням $(k_0^2 - |k_j|^2)$, $j=1,2$ или $(k_1 - k_{1r})$, ограничиваясь в простейшем приближении членами первого порядка.

Условия (10), (11) обобщают известный прием описания и поиска подбарьерных резонансов [Формы].

В качестве иллюстрации приведем несколько простых примеров:

I. Если при $\mu=0$ или I и вещественных потенциалах

$$\tilde{V}_n^\pm = \tilde{C}_n \pm ik_n^{2l+1} \mathcal{D}_n, \quad X_n^2 (k_0^2 - k_{\mu 0}^2),$$

то, полагая простоты ради $C_{n,n}=0$, вблизи $k_0 = k_{\mu 0}$ ниже порога неупругого рассеяния ($ik, < 0$) получим

$$\sqrt{r_e^{(100)}} = \sqrt{e} \cdot \frac{E - E_\mu - i\Gamma_\mu/2}{E - E_\mu + i\Gamma_\mu/2}, \quad (13)$$

то

$$\Gamma_e^{(100)} = e^{-2iak_0} \frac{U_0^- (k, k_0)^{2l+1} - \frac{\mathcal{Z}^2}{X_0^2 X_1^2} \prod_m U_m^+ U_m^-}{U_0^+ (k, k_0)^{2l+1} - \frac{\mathcal{Z}^2}{X_0^2 X_1^2} \prod_m U_m^+ U_m^-}, \quad E_\mu \pm i\Gamma_\mu/2 = \varepsilon_0 + \frac{k_{\mu 0}^2}{2\mu} + \frac{k^2}{2\mu},$$

$$\delta_\mu = \begin{cases} \frac{ik_n^{2l+1} \tilde{C}_n}{\mathcal{D}_n [\pm (k, k_0)^{2l+1} - \frac{\mathcal{Z}^2}{X_0^2 X_1^2} \prod_m U_m^+ U_m^-]} & \text{при } n=0, \\ \frac{\pm ik_n^{2l+1} \tilde{C}_n}{\mathcal{D}_n [\pm (k, k_0)^{2l+1} - \frac{\mathcal{Z}^2}{X_0^2 X_1^2} \prod_m U_m^+ U_m^-]} & \text{при } n=1; \end{cases}$$

выше порога неупругого рассеяния ($ik, > 0$) аналогично получим

$$\sqrt{r_e^{(100)}} = e^{-2iak_0} \frac{U_0^-}{U_0^+} \frac{\alpha(E - E_\mu) - i\Gamma_\mu/2}{E - E_\mu + i\Gamma_\mu/2}, \quad \sqrt{r_e^{(101)}} = e^{-iak_0 k_0} \frac{\beta_n(E - E_\mu)}{E - E_\mu + i\Gamma_\mu/2}, \quad (14)$$

$$\alpha = \frac{-(k, k_0)^{2l+1} + \frac{\mathcal{Z}^2}{X_0^2 X_1^2} \prod_m U_m^+ U_m^-}{(k, k_0)^{2l+1} + \frac{\mathcal{Z}^2}{X_0^2 X_1^2} \prod_m U_m^+ U_m^-}, \quad \beta_n = 2iak_0(k, k_0) e^{-\frac{\mathcal{Z}}{X_0 X_1} \mathcal{D}_n} \mathcal{D}_{n+1} \prod_m U_m^-$$

$$E_\mu \pm i\Gamma_\mu/2 = \varepsilon_0 + \frac{k_{\mu 0}^2}{2\mu} \mp \frac{k^2}{2\mu} \frac{k_n^{2l+1} \tilde{C}_n}{\mathcal{D}_n [\pm (k, k_0)^{2l+1} + \frac{\mathcal{Z}^2}{X_0^2 X_1^2} \prod_m U_m^+ U_m^-]}.$$

Этот пример иллюстрирует условие (10) и описывает многоканальные резонансы Формы, возникающие при наличии барьеров в V_n и V_{n+1} или эквивалентных барьеров за счет большой величины связи каналов.

2. Если при $n = 0$ или 1

$$\tilde{V}_n^\pm = \pm (k_n^{2\ell+1} D_{n0} \chi_n^2 + \tilde{C}_{n1} (k_n^2 - k_{n1}^2)), \quad \tilde{V}_{1-n}^\pm = \tilde{C}_{1-n} \pm i k_{n1}^{2\ell+1} \tilde{D}_{1-n},$$

где $\tilde{C}_n, \tilde{C}_{1-n}, D_{n0}$ и \tilde{D}_{1-n} — константы, то при достаточно малых величинах \tilde{Z} и $\frac{D_{n0}}{\tilde{C}_{n1}}$ возможны узкие резонансы формы как ниже, так и выше порога. Этот пример иллюстрирует условие (11) при слабой связи каналов.

3. Если

$$\tilde{V}_1^\pm = (\chi_{1X} + i\kappa_1) \varepsilon(\kappa_1^2),$$

где χ_{1X} — константа, то можно показать, что при $\kappa_1^2 < 0$ и достаточно малых величинах \tilde{Z} возможны резонансы, формируемые из связанных или виртуальных состояний в закрытых каналах. Модель формирования резонансов из связанных состояний в закрытых каналах использовалась еще в простых вариантах гипотезы входных состояний [3].

Рассмотренный подход принципиально нетрудно распространить на случаи более широкого класса потенциалов и произвольного дискретного числа каналов. Интересно обобщение результатов на случай учета каналов с тремя частицами в непрерывном спектре, т.е. реакций типа $(n, 2n)$.

Литература

1. McVoy K.W., Heller L., Bolsterli M. *Revs. Mod. Phys.*, v. 39, p. 245.
2. Fonda L., Newton R. "Ann. Phys." 1960, v. 10, p. 490;
Fonda L. *Ibid.*, 1964, v. 29, p. 401.
3. Block V., Feshbach H. *Ibid.*, 1963, v. 23, p. 47.
4. Балашов В.В., Долешал П., Коренман Г.Я., Коротких В.В., Фети-
сов В.П., "Ядерная физика", 1965, т. 2, с. 643.
5. Del Santo P.P., Roetter M.F., Wahsweiler H.G. "Phys. Lett.", 1968,
v. 28B, p. 246.
6. Ольховский В.С., "Изв. АН СССР", сер. физ. 4, 1974, т. 38, с. 165.
7. Вербицкий В.П., Зайченко А.К., Ольховский В.С. "Ядерная физика",
1974, т. 20, с. 354.
8. Зайченко А.К., Ольховский В.С. "Укр. физ. журн.". 1976, т. 21,
с. 1107.

ИЗУЧЕНИЕ ВКЛАДА ПРЯМЫХ ПРОЦЕССОВ В РЕАКЦИЯХ ТИПА $(n, 2n)$
С УЧЕТОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ, СОДЕРЖАЩИХ ЖЕСТКУЮ СЕРДЦЕВИНУ

С.Н.Ежов, В.С.Ольховский, В.А.Плюйко

(Киевский государственный университет)

Задача выбивания нейтронов из ядра рассматривается в трех-частичном приближении. В случае взаимодействий между нейтронами, содержащих жесткую сердцевину, получена система интегральных уравнений. Приведены расчеты угловых корреляций и функций возбуждения реакции $(n, 2n)$.

STUDY OF DIRECT PROCESS ROLE IN $(n, 2n)$ REACTIONS TYPE
WITH ACCOUNT OF HARD-CORE INTERACTIONS

The problem of knocking out neutrons from nuclei is considered in the three-particle approximation. In the case of neutron interactions, containing hard core the system of integral equations has been obtained. The results of angle correlations and excitation function calculations of $(n, 2n)$ are delivered.

Для реакций $(n, 2n)$ рассмотрим подход, основанный на следующих физических допущениях (рис.1,2). Некоторые магические и около-магические ядра имеют достаточно жесткое ядро-остов, и нулевые колебания различной мультипольности имеют относительно малые амплитуды. Это приводит к тому, что взаимодействие внешних нуклонов с фонами довольно слабое. Поэтому на подобных ядрах весьма вероятен механизм прямого выбивания, т.е. если пренебречь обменными эффектами налетающей частицы с нуклонами ядра, то задачу многих тел можно рассматривать как задачу трех тел: налетающего нейтрона (частица 1), одного из нейтронов ядра-мишени (частица 2) и остова ядра (частица 3). При этом будем считать, что взаимодействие между нейтронами содержит жесткую сердцевину.

Для реакций с вылетом частиц 1 и 2 имеем следующее выражение для элемента T-матрицы перехода:

$$T_{fi} = \langle \Phi_f^{(-)}, V_{12} \Psi_i^{(+)} \rangle, \quad (1)$$

где $\Phi_f^{(-)}$ - искаженная волна в выходном канале, а

$$\Psi_i^{(+)} = \lim_{\eta \rightarrow 0^+} G(E_i + i\eta) \phi_i \quad (2)$$

- полная волновая функция. Здесь $G(E)$ - полная функция Грина, ϕ_i - асимптотическая функция входного канала.

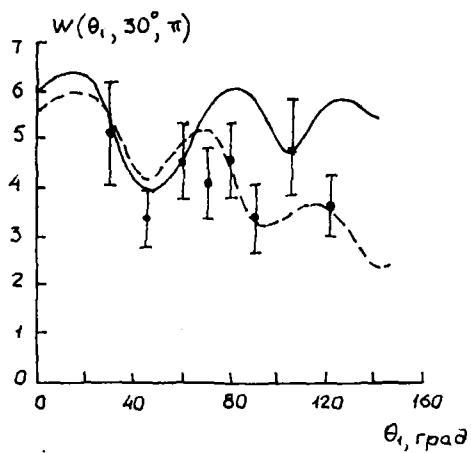
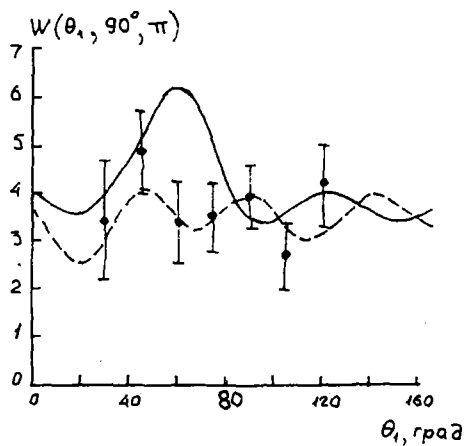


Рис. 1. Угловые корреляции нейтронов из реакции $(n, 2n)$: — — — результаты работы. Эксперимент и штрихпунктирная кривая — из [7]

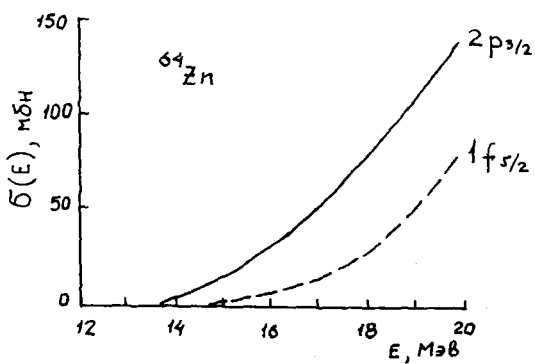
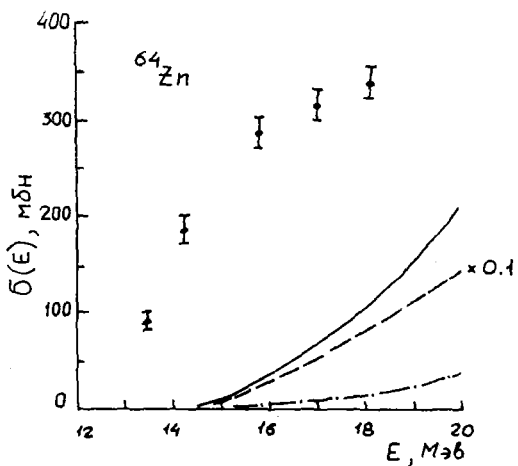


Рис. 2 функция возбуждения реакции $^{64}\text{Zn}(n, 2n)$.
 — суммарный вклад прямых процессов ($W = 0$); - - - то же; $W \neq 0$; - · - · - вклад, обусловленный жесткой сердцевиной ($W = 0$); эксперимент [8].
 — вклад уровня $2p_{3/2}$ ($W = 0$); - - - вклад уровня $1f_{5/2}$ ($W = 0$)

Выделяя из полной T -матрицы системы трех частиц $T = V + VGV$, $V = V_{12} + V_{23} + V_{31}$ часть t_{12} , связанную с потенциалом $V_{12} = V_{nc} + \tilde{V}$, содержащим жесткую сердцевину, получим

$$G(Z) = \Omega(Z) \left\{ G_0(Z) + G_0(Z) [B_1(Z) + B_2(Z)] G_0(Z) \right\}, \quad (3)$$

где G_0 - "свободная" функция Грина; $\Omega = 1 + G_0 t_{12}$;

$$B_i = N_i + N_i G_0 B_j,$$

$$N_i = t_{j3} + L_{j3} G_0 t_{12} \Omega_{j3}, \quad i, j = 1, 2, i \neq j,$$

$$L_{jk} = t_{jk} + t_{jk} G_0 t_{12} G_0 L_{jk}, \quad (4)$$

$$\Omega_{jk} = 1 + G_0 t_{jk}$$

Ядра интегральных уравнений для B_i не содержат неустраняемых сингулярностей, обусловленных законом сохранения импульса, и их непрерывность вполне, по-видимому, может быть доказана тем же методом, который использовал Фаддеев.

Предполагая малость "искажающих" взаимодействий V_{23} и V_{31} в том смысле, что можно учитывать только первые степени по t_{31} и t_{23} , т.е. $N_i \approx t_{j3}$, и используя соотношения (2)-(4), находим

$$T_{fi} = \langle \Phi_f^{(-)}, t_{12} \Phi_i^{(+)} \rangle, \quad (5)$$

где $\Phi_{f,i}^{(\mp)} = \phi_{f,i} + G_{23} (E_{fi} \mp i\eta) V_{31} \phi_{f,i}^{(\mp)}$.

В отличие от DWTA [3] T_{fi} содержит двухчастичную t -матрицу полностью вне энергетической поверхности. Учитывая сходимость борновского ряда для t -матрицы при больших энергиях [4] и ограничиваясь первым членом этого ряда, получим DWBA - приближение [5], т.е. DWBA является существенно высокоэнергетическим приближением от рассмотренного выше.

Расчеты были проведены в рамках приближения искаженных волн с использованием оболочечной модели для ядра-мишени. Для упроще-

ния взаимодействие V_{12} выбиралось в виде δ -образного потенциала с амплитудой $1100 \text{ Мэв} \cdot \text{fm}^{-3}$ [6]. Потенциал жесткой сердцевины заменялся псевдопотенциалом такого же вида [7]. Величина радиуса жесткой сердцевины $\approx 0,42 \text{ fm}$ приводит к следующему значению амплитуды псевдопотенциала: $V_{12} \approx 440 \text{ Мэв} \cdot \text{fm}^{-3}$.

Если не учитывать поглощение W в оптическом потенциале, то рассчитанные кривые удовлетворительно описывают угловые корреляции нейтронов из реакции $(n, 2n)$. При этом вклад процессов, описываемых DWBA (σ_{DWBA}), достигает при $E = 14 \text{ Мэв}$ 10 - 15 %. С увеличением энергии σ_{DWBA} быстро растет. При всех прочих равных условиях уровни с меньшим значением углового момента дают больший вклад в σ_{DWBA} .

Учет поглощения в оптическом потенциале существенно уменьшает вклад прямых процессов. В расчетах с поглощением был использован потенциал из [8]. Вклад жесткой сердцевины во все прямые процессы составляет $\approx 16 \%$.

Литература

1. Прокопец Г.А., Стрижак В.И. "ЯФ", 1969, т.10, с.699.
2. Rayburn L.A. "Phys. Rev.", 1963, v. 130, p. 731.
3. Lim K.L., McCarthy I.E. "Nucl. Phys.", 1966, v. 88, p. 433.
4. Weinberg S. "Phys. Rev.", 1963, v. 131, p. 440.
5. Ольховский В.С., Ежов С.Н. "Изв. АН СССР, серия физ.", 1973, т.31, с.161.
6. Балашов В.В., Шевченко В.Г., Юдин Н.П. "ЖЭТФ", 1961, т.41, с.1929.
7. Vaneerjee V., Parikh J.C. "Nucl. Phys.", 1967, v. 94A, p. 481.
8. Марчук Г.И., Колесов В.Е. Применение численных методов для расчета нейтронных сечений. М., Атомиздат, 1970, 304с.

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ НЕУПРУГО РАССЕЯННЫХ НЕЙТРОНОВ
НА ОСНОВЕ ЭКСИТОННОЙ МОДЕЛИ

С.Н.Ежов, В.А.Плюйко

(Киевский государственный университет)

В рамках экситонной модели, использующей формализм кинетического уравнения, предложен метод единого описания статистического вклада в ядерные реакции без его разделения на предравновесную и равновесную части. Приводятся и обсуждаются результаты численных расчетов спектров нейтронов из реакции (n, n') .

STUDY OF INELASTIC NEUTRON SCATTERING SPECTRA ON THE
EXCITON MODEL BASE

In frames of the exciton model, using the master-equation formalism, the method of the unified description of the statistical contribution into nuclear reactions is proposed without it's subdivision on pre-equilibrium and equilibrium parts. The results of neutron spectra calculation from reaction (n, n') are given and discussed.

В рамках экситонной модели предполагается, что реакция (a, b) протекает с образованием составной системы C с энергией возбуждения $U_c = E_a + S_{ac}$, где E_a - энергия налетающей частицы в с.ц.м., S_{ac} - энергия отделения частицы от ядра C . Считается, что состояния ядра C можно классифицировать числами возбужденных частиц - p и дырок h (числом экситонов $n = p + h$).

Спектр частиц b энергии ϵ из реакции (a, b) можно вычислить по формуле

$$\frac{d\sigma}{d\epsilon} = \sigma_c(a) \sum_{\substack{n=n_0 \\ \Delta n=+2}}^{n_m} t_n I_{c,b}^n(\epsilon). \quad (I)$$

Здесь $\sigma_c(a)$ - сечение образования составной системы налетающей частицей; $I_{c,b}^n(\epsilon) d\epsilon$ - вероятность в единицу времени испускания частицы b с энергией в интервале от ϵ до $\epsilon + d\epsilon$ из состояния с n экситонами ядра C ; t_n - время жизни данного состояния ядра C , равное

$$t_n = \int_0^{\infty} dt \cdot P(n, t),$$

где $P(n, t)$ - вероятность нахождения системы C в состоянии (n, U_c) , которая является решением системы дифференциаль-

ных уравнений (т.н. кинетического уравнения [1, 2] при начальном условии $P(n, 0) = \delta_{nn_0}$. Как показало [2, 3] численное исследование, $P(n, t) \rightarrow 0$, когда $t \rightarrow \infty$ (физически это условие отражает факт разрядки возбужденной системы). Интегрируя по времени вышеупомянутую систему от 0 до ∞ и используя поведение $P(n, t)$ при $t = 0$ и $t \rightarrow \infty$, мы находим систему алгебраических уравнений, решая которую методом Гаусса получаем выражение для определения t_n :

$$t_n = \tau_n / \sum_{i=n_0}^{n_m} L_i \tau_i, \quad (2)$$

где

$$\tau_{n-2} = \frac{\omega_n^-}{\omega_{n-2}^+} \tau_n + \sum_{i=n}^{n_m} L_i \tau_i / \omega_{n-2}^+, \quad n \leq n_m.$$

$$\tau_{n_m} = \text{const}$$

Здесь ω_n^+ , ω_n^- - скорость переходов соответственно с $\Delta n = +2, -2$ из состояния ядра C , характеризуемого числом экситонов n ; L_n - суммарная вероятность распада в единицу времени n -й частично-дырочной конфигурации за счет испускания частиц; n_m - максимально возможное число экситонов (для реакции с нуклонами в модели ферми-газа $n_m = 2A_C - 1$, где A_C - число нуклонов ядра C).

2. В работе были вычислены спектры неупруго рассеянных нейтронов на ^{93}Nb и ^{56}Fe при энергии налетающих нейтронов $E_0 = 9,1$ Мэв.

При расчетах значения S_{nA} выбирались в соответствии с [4]; для $\sigma_c(\alpha)$ использовалась аппроксимация, предложенная в работе [5]; параметр α вычислялся с учетом влияния оболочечной структуры [6], а также использовалось (только для штрихпунктирной кривой рис.2) значение $\alpha = 0,125$ А; плотность экситонных состояний вычислялась в рамках эквидистантного спектра; выражение для среднего квадрата матричного элемента внутриядерных переходов было взято согласно [7]; учитывалась возможность испускания нейтронов и протонов.

Из рис.1 видно, что при неупругом рассеянии нейтронов на ^{93}Nb и ^{56}Fe наиболее вероятным начальным состоянием является трехквартичное. При возрастании n_0 уменьшается вклад предравновесного испускания, что приводит к увеличению вероят-

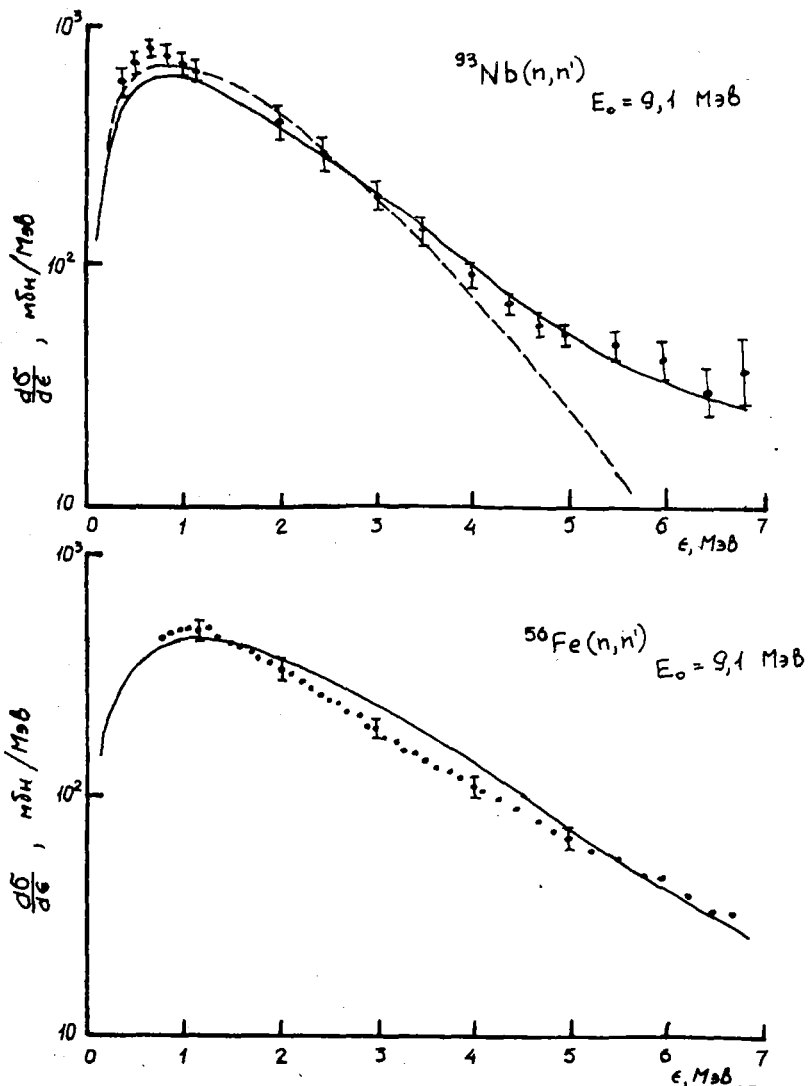


Рис. I Спектры нейтронов из реакции (n, n') на ^{93}Nb и ^{56}Fe : — $n_0=3, P=0$; - - - $n_0=5, P=0$. Символ $P=0$ (I) означает, что в расчетах не учитывался (учитывался) принцип Паули. Эксперимент — ^{93}Nb / 8/, ^{56}Fe / 9/.

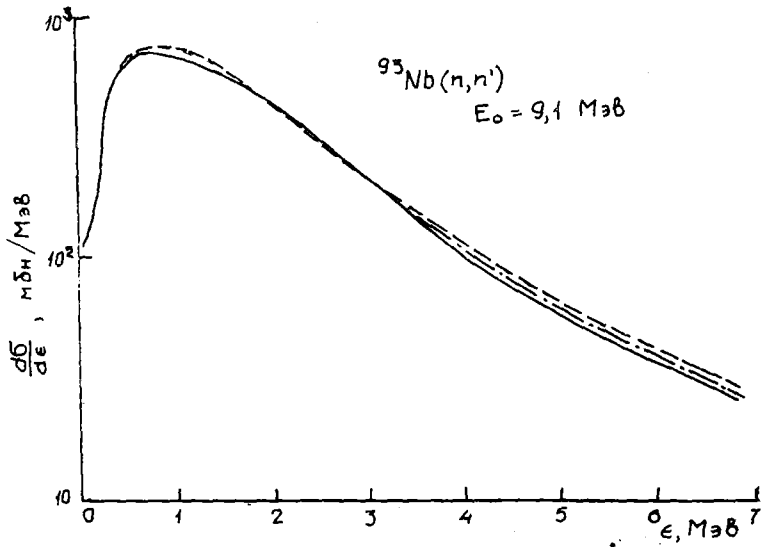


Рис.2. То же, что и на рис.1 (--- $\kappa_0 = 3, P = I$;
- . - . - $\kappa_0 = 3, P = 0$)

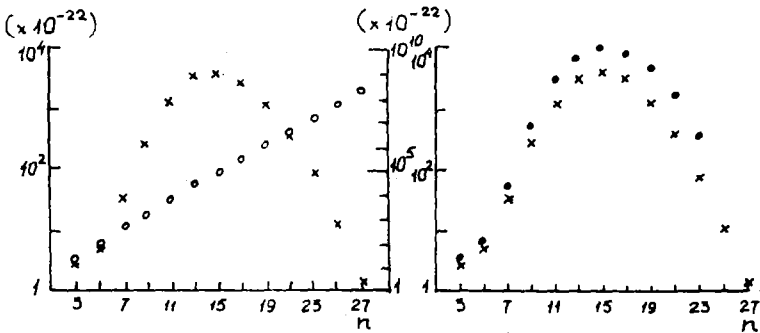


Рис.3. x - времена жизни τ_n , $P=0$; o - времена жизни по отношению к распаду в непрерывный спектр (масштаб справа)

Рис.4. Влияние принципа Паули на τ_n : x - $P=0$; • - $P=I$.

ности испарения частиц из равновесных состояний, поэтому несколько обогащается мягкая часть спектра.

Учет принципа Паули приводит к увеличению времени жизни n -экситонного состояния и одновременному уменьшению числа экситонных состояний.

Из рис.3,4 видно, что максимальное значение времени t_n соответствует наиболее вероятному числу экситонов \bar{n} при данной энергии возбуждения. Такое \bar{n} согласуется с общепринятой оценкой $\bar{n} = \sqrt{2gU}$ ($g = 6a/\pi^2$). Уменьшение t_n для состояний с $n > \bar{n}$ и появление состояний с $t_n < t_{n_0}$ связано с увеличением роли внутриядерных переходов между частично-дырочными состояниями по сравнению с испусканием частиц.

Литература

1. Cline С.К., Blann М. "Nucl. Phys.", 1971, v.172A, p.225.
2. Ribansky I., Oblozinsky P., Betak E. "Nucl. Phys.", 1973, v.205A, p.545.
3. Betak E. "Comp. Phys. Commun.", 1975, v.9, p.92.
4. Кравцов В.А. Массы атомов и энергии связи ядер. М., Атомиздат, 1974, 344 с.
5. Dostrovsky I., Fraenkel Z., Friedlander G. "Phys. Rev.", 1959, v.116, p.683.
6. Малышев А.В. Плотность уровней и структура атомных ядер. М., Атомиздат, 1969, 144 с.
7. Braga-Marcazza G.M. "Phys. Rev.", 1972, v.6C, p.1398.
8. Биряков Н.С., Корнилов Н.В., Пляскин В.И., Сальников О.С. "ЯФ", 1974, т.19, с.1201.
9. Пляскин В.И. Диссертация, НИИАР, 1975.

ОБ УЧЕТЕ УГЛОВОГО МОМЕНТА ПРИ ОПИСАНИИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ
С ПОМОЩЬЮ ЭКСИТОННОЙ МОДЕЛИ

С.Н.Ежов, В.А.Плюйко

(Киевский государственный университет)

В рамках экситонной модели, учитывающей закон сохранения углового момента, для реакций с тремя частицами в конечном канале получены выражения для сечения и спектров частиц.

ACCOUNT OF ANGULAR MOMENT IN THE NUCLEAR REACTIONS
DESCRIPTION WITH THE HELP OF EXCITON MODEL

The expressions for the cross-sections and spectra of particles for the reaction with three particles in the final channel in frames of the exciton model, taking into account the angular momentum have been obtained.

Предположим двухстадийный характер протекания реакции $X(a; b, c)Z : a + X \rightarrow C \rightarrow Y + b; Y \rightarrow Z + c$. Считается, что состояния составной системы C и дочерних ядер Y, Z можно классифицировать в соответствии с числом экситонов, энергиями возбуждения и спинами соответственно (n, U_C, J_C) , (n', U_Y, J_Y) и (n'', U_Z, J_Z) . При этом $U_C = E_a + S_{ac}$, $U_Y = U_C - S_{bc} - E_b$, $U_Z = U_Y - S_{cz} - E_c$; где E_a - кинетическая энергия частицы a в с.ц.м., S_{ac} - энергия отделения частицы a от ядра C . Начальное число экситонов для ядер C, Y, Z - $n_0, n'_0 = n - n_b$ и $n''_0 = n' - n_c$. Здесь n_i - число экситонов, уносимых частицей i . Кроме того, предполагается, что для каждой стадии реакции состояния входного (выходного) канала с данными (n, J) , но с различными значениями орбитального углового момента ℓ не интерферируют и уровни с разными (n, J) не коррелируют друг с другом.

Сечение трехчастичной реакции запишем в виде некогерентной суммы сечений $\sigma_n(a; b, c)$ реакции $X(a(n); b, c)Z$, каждая из которых проходит через конкретное n -экситонное состояние ядра C . $\sigma_n(a; b, c)$ представляет собой сумму произведений сечения образования составной системы $\sigma_c(J_c, E_a, J_x)$ и вероятности двухступенчатого распада $G_n(J_c, J_z)$ ее n -го экситонного состояния. Таким образом,

$$\sigma(a; b, c; J_x, J_z) = \sum_{J_c} \sigma_c(J_c, E_a, J_x) \sum_{\substack{n \leq n_0 \\ \Delta n = +2}}^{n_c} G_n(J_c, J_z). \quad (I)$$

где

$$G_n(J_c, J_z) = t_n^c(J_c) \sum_{J_Y} \int_0^{E_{\max}^{bc}} dE_b I_{c,b}^n \sum_{\substack{n' = n_{\min} \\ \Delta n' = +2}}^{n_Y} \int dE_c t_{n'}^Y(J_Y) I_{Y,c}^{n'}$$

а $E_{\max}^{bc} = U_c - S_{bc} - S_{cY}$; $E_{\min} = T = E_{\max}^{bc} - S_{dZ} - E_b$, если $T > 0$ и 0, когда $T \leq 0$, S_{dZ} - энергия отделения от ядра Z наиболее слабосвязанной частицы.

Аналогично можно получить следующее выражение для спектра частицы:

$$\frac{d\sigma(a; b, c; J_x, J_z)}{dE_c} = \sum \sigma_c(J_c, E_a, J_x) \times \quad (2)$$

$$\times \sum_{\substack{n' = n_0 \\ \Delta n' = +2}}^{n_m} t_n^c(J_c) \sum_{J_Y} \int_0^{E_{\max}^{bc} - E_c} dE_b I_{c,b}^n \sum_{n' = n_{\min}}^{n_Y} t_{n'}^Y(J_Y) I_{Y,c}^{n'}$$

В формулах (1) и (2) $I_{A,a}^n$ - скорость испускания нуклона a с энергией в интервале от E_a до $E_a + dE_a$ из n -экситонного ядра A [1]; t_n^A - время жизни n -го экситонного состояния ядра A :

$$t_n^A = \int_0^{\infty} dt P_A(n, J_A, t)$$

Здесь $P_A(n, J_A, t)$ - вероятность заселения состояний (n, U_A, J_A) ядра A . Предполагается, что кинетическое уравнение совпадает с обычным [2], если считать, что все входящие в это уравнение величины еще зависят и от J .

Используя для скорости перехода $\omega_{n' \rightarrow n}(U, J)$ из начального состояния (n', U, J) в конечное (n, U, J) первый порядок зависящей от времени теории возмущения, получим

$$\omega_{n' \rightarrow n}(U, J) = \omega_{n' \rightarrow n}(U) \cdot \frac{\Omega_n(J)}{2J+1},$$

где $\omega_{n' \rightarrow n}(U)$ - скорость перехода между экситонными состояниями в рамках независимой от спина экситонной модели [2]; $\Omega_n(J) = (2J+1)/2\tau_n^2 \cdot \exp[-(J+1/2)^2/2\tau_n^2]$; τ_n - параметр спиновой зависимости плотности уровней.

Здесь мы предположили, что усредненный квадрат матричного элемента внутриядерного перехода $\langle |M|^2 \rangle$ не зависит от спина, и учли вырождение состояний (n, U, J) по спину.

Если использовать упрощающее предположение статистической модели /5/, а именно положить $\Omega_n(J) = 2J+1$, то $t_n \neq f(J)$ и просуммированные по J_2 формулы (2), (3) переходят в соответствующие выражения независимой от спина экситонной модели [4, 5] в рамках которой и проводился расчет сечения реакции $(n, 2n)$. Вычисления были проведены по формуле (9) из [4], и результаты представлены на рис. 1-3.

Приведенные результаты показывают, что сечение, связанное с предравновесным испусканием (σ_{req}), составляет 20 + 30 % от сечения равновесного испускания σ_{eq} . С ростом энергии налетающего нейтрона величина σ_{req} монотонно возрастает. При увеличении n_0 уменьшается число предравновесных состояний, что приводит к уменьшению сечения σ_{req} . Так как вероятность $P_1 = \sigma_{req} / \sigma_c(a)$ испускания двух нейтронов с учетом предравновесного распада меньше вероятности β_c предравновесного испускания всех частиц из составной системы С и вероятность $P_2 = \sigma_{eq} /$

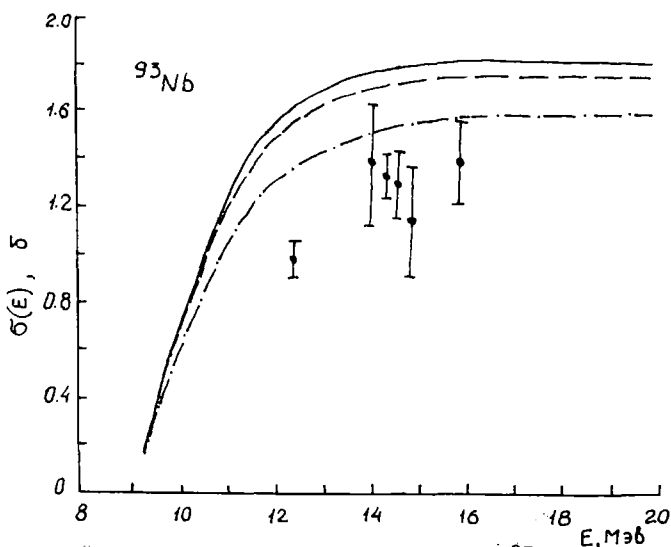


Рис. 1. Функция возбуждения реакции $^{93}\text{Nb}(n, 2n)$:
 — σ_{eq} ; --- $\sigma(n, 2n)$, $n_0=5$; - · - · $\sigma(n, 2n)$, $n_0=3$.
 Эксперимент - /7/.

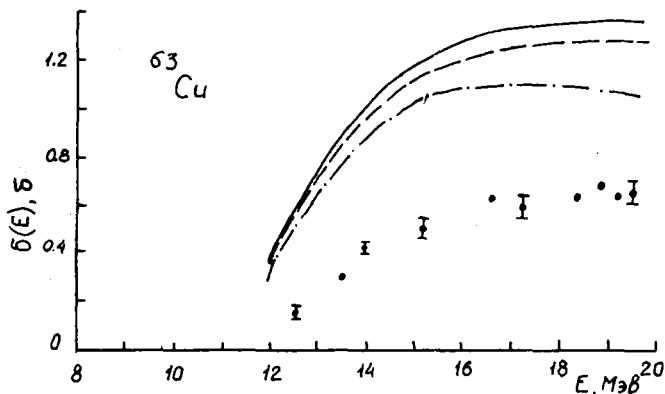


Рис.2. Функция возбуждения реакции $^{63}\text{Cu}(n, 2n)$.
Эксперимент - /8/.

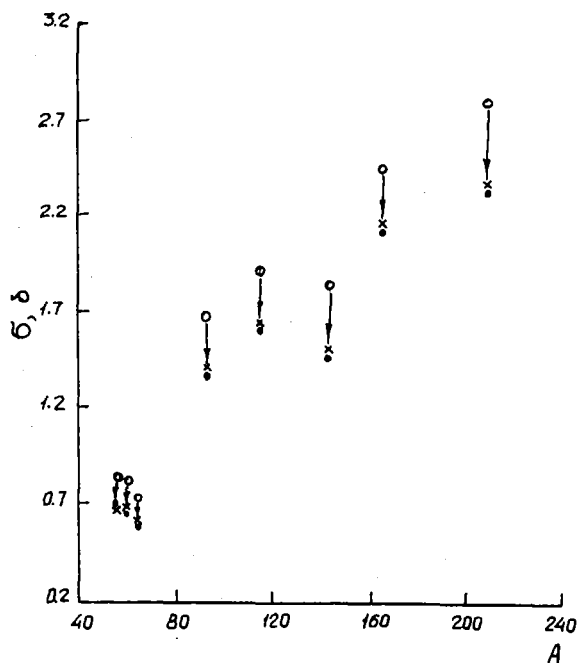


Рис.3. Влияние различных оценок $\langle |M|^2 \rangle$ на $\sigma(n, 2n)$
при $E = 13$ МэВ: \circ - σ_{eq} ; \bullet - $\sigma(n, 2n), n_0 = 3, \langle |M|^2 \rangle - [9]$; \times - $\sigma(n, 2n), n_0 = 3, \langle |M|^2 \rangle - [10]$

$\sigma_c(a)$ испарения двух нейтронов в отсутствие предравновесного испускания больше ρ_1 , то уменьшение σ_{eq} , вследствие испускания частиц до достижения системой равновесия, становится больше сечения σ_{req} . Это приводит к уменьшению суммарного сечения по сравнению с сечением реакции $(n, 2n)$, не учитывающим предравновесные процессы. При этом суммарное сечение при $n_0 = 3$ систематически уменьшается примерно на 15 - 20%. Такое изменение $\sigma(n, 2n)$ находится в согласии с результатами, полученными в [6], где учет предравновесной эмиссии был выполнен на основе гибрида-модели. При возрастании начального числа экситонов влияние предравновесного распада становится меньше и суммарное сечение при $n_0 = 5$ возрастает по сравнению с сечением при $n_0 = 3$, когда $n_0 = 5$ $\sigma(n, 2n)$ уменьшается по сравнению с σ_{eq} примерно на 5%.

Литература

1. Oblozinsky P., Ribansky I. "Nucl. Phys.", 1972, v. 195A, p. 269.
2. Зайдель К., Зелигер Д., Райф Р., Тонеев В.Д. "ЭЧАЯ", 1976, т. 7, с. 499.
3. Гольдштейн Г. В кн.: Физика быстрых нейтронов. Под ред. Дж. Мариона и Дж. Фаулера, т. 2, с. 381. М., Атомиздат, 1966.
4. Ольховский В.С., Плюйко В.А. "УФЖ", 1976, т. 21, с. 1711.
5. Ольховский В.С., Плюйко В.А. "ЯФ", 1977, т. 25, с. 520.
6. Зейдель К., Зелигер Д., Мейстнер А. "ЯФ", 1976, т. 23, с. 745.
7. Hermsdorf D., Seeliger D. В кн.: Нейтронная физика, М., 1976, ч. I, с. 190 (ЦНИИатоминформ).
8. Rayburn L.A. "Phys. Rev.", 1963, v. 130, p. 731.
9. Braga-Marcazzan G.M. "Phys. Rev.", 1972, v. 6C, p. 1398.
10. Meisner A. Report Zfk-283, p. 4. Dresden, 1974.

ЭФФЕКТЫ СВЯЗИ КАНАЛОВ ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ НЕЙТРОНОВ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ НА ЯДРАХ ГЕРМАНИЯ

В.П.Ефросинин, Ю.Г.Куденко, Р.М.Мусаелян, В.И.Попов
(ИЯИ АН СССР)

В рамках обобщенной оптической модели проведен анализ неупругого рассеяния нейтронов вблизи порога возбуждения уровней 2^+ Ge. Показано, что учет связи каналов по вибрационной модели с включением двухфононных состояний позволяет получить удовлетворительное согласие результатов расчета с экспериментальными сечениями и силовыми функциями f -нейтронов.

THE EFFECTS OF CHANNEL COUPLING IN THE INELASTIC SCATTERING OF LOW ENERGY NEUTRONS ON Ge

An analysis of neutron inelastic scattering near excitation threshold of 2^+ levels of Ge has been conducted using the generalized optical model. A satisfactory agreement of calculated and experimental cross sections and S-wave strength functions was obtained with a coupling scheme including two phonon states.

Исследования неупругого рассеяния нейтронов с энергией до 1,5 МэВ на ядрах германия [1-3] показали, что экспериментальные сечения для первых уровней 2^+ четных изотопов Ge превышают величины, ожидаемые согласно статистической модели. Расхождение при этом достигало фактора 2. Эти результаты явились первым свидетельством возможных значительных эффектов связи каналов реакции при неупругом рассеянии нейтронов низкой энергии с возбуждением коллективных уровней сферических ядер.

Последовательный количественный анализ экспериментальных данных в подобных случаях, когда сечение прямой реакции и сечение реакции с образованием составного ядра могут давать сравнимый вклад, стал возможным с появлением работ Хофмана, Рихерта, Тепеля и Вайденимюллера [4] и Мольдаузера [5], предложивших теоретические выражения для флуктуационного сечения при наличии связи каналов, удобные для численных расчетов.

В настоящей работе обсуждаются результаты анализа экспериментальных данных [1-3] в рамках обобщенной оптической модели, предпринятого с целью количественного описания эффектов связи каналов, приводящих к отклонениям от статистиче-

ской модели. При этом для вычисления флуктуационного сечения использовалась процедура, предложенная Хофманом и др. [4], включавшая приведение модельной S -матрицы к диагональному виду.

В схему связи каналов включались однофононные и двухфононные квадрупольные вибрационные состояния ядра-мишени. Значения параметра связи β_2 брались из [6]. Использовался оптический потенциал в форме Вудса-Саксона с поверхностным поглощением.

На рис. 1,2 представлены некоторые результаты расчетов и экспериментальные данные о силовых функциях в области $A \sim 70-80$ (Ge, Se) и сечениях неупругого рассеяния нейтронов для ядер германия.

Для удобства сравнения экспериментальные значения сечений усреднены по интервалу энергии 100 кэВ. Экспериментальные ошибки этих величин, обусловленные нормировкой, составляют около 15%. Значения параметров модели, при которых проведены расчеты, представлены в табл. I.

Таблица I

Набор параметров:	V_0 , МэВ	V_1 , МэВ	r_0 , Фм	a , Фм	V_{so} , МэВ	W , МэВ	Схема связи
I	41,5	0	1,35	0,65	8	5,4	$0^+ - 2^+$
II	41,5	0	1,35	0,65	8	3,0	$0^+ - 2^+ - 0^+, 2^+, 4^+$
III	53	22	1,22	0,65	8	4,0	$0^+ - 2^+ - 4^+$
IV	52	22	1,22	0,65	8	2,0	$0^+ - 2^+ - 0^+, 2^+, 4^+$
V	51	22	1,22	0,65	8	1,0	$0^+ - 2^+ - 0^+, 2^+, 4^+$

Параметры действительной части потенциала для наборов I и II были использованы в расчетах силовых функций [7]. Основанием для включения члена, зависящего от изоспина, с $V_1 = 22$ МэВ (наборы III-V) служат последние данные, полученные из анализа упругого рассеяния нейтронов [8]. Как показали проведенные здесь расчеты, использование действительного потенциала, зависящего от $N-Z$, позволяет естественным образом объяснить сходный характер сечений неупругого рассеяния

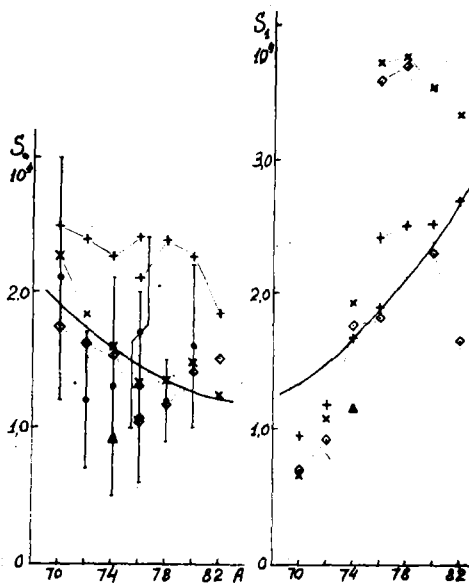


Рис.1. Экспериментальные [7] и расчетные значения силовых функций и σ -нейтронов для германия и селена. Вариант параметров: + - I; x - II; \square - III; \diamond - IV; \triangle - V. Сплошная кривая - расчет со сферическим потенциалом Перри-Бака

состояния 4^+ , поскольку это добавляет в схему связи новые каналы с одночастичным состоянием нейтрона, не включаемая в расчет в однофононном приближении.

нейтронов для всех изотопов Ge (а также Se).

Для иллюстрации вклада механизмов составного ядра и прямой реакции в исследуемый процесс в табл.2 приведены раздельно расчетные величины сечений прямой реакции, флуктуационного сечения [4] и сечения в форме Хаузера-Фешбаха для ^{74}Ge при энергии нейтронов в выходном канале 300 кэВ.

Расчеты в однофононном приближении с потенциалом Магабгаба [7] и варьированием W показали, что в этом случае не удается достичь удовлетворительного согласия одновременно для сечений и силовых функций. Ряд вычислений был выполнен с включением в расчет двухфононного со-

Таблица 2

Набор параметров	300 кэВ			500 кэВ		
	$\sigma^{d.i.}$	σ^{ff}	$\sigma^{H.F.}$	$\sigma^{d.i.}$	σ^{ff}	$\sigma^{H.F.}$
I	0,083	0,718	0,981	-	-	-
II	0,190	0,931	1,262	0,250	1,039	1,364
III	0,092	0,817	1,135	0,135	0,964	1,304
IV	0,197	0,856	1,163	-	-	-
V	0,389	0,899	1,189	0,522	0,987	1,248

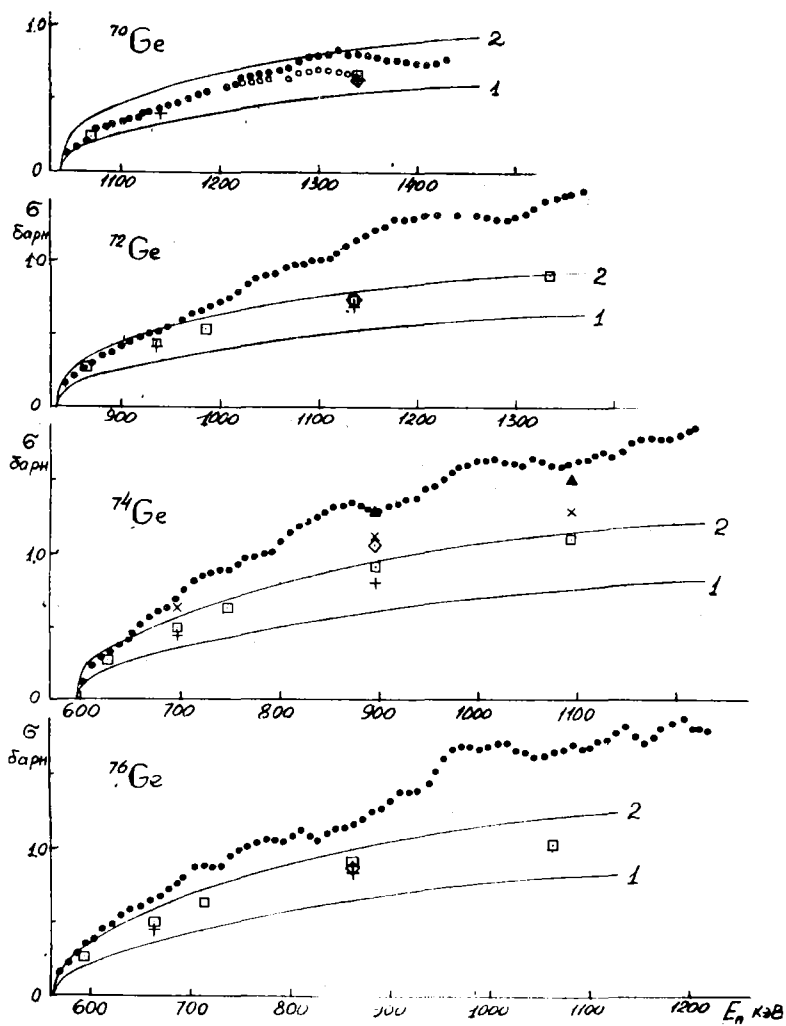


Рис. 2. Сечения реакции $(n, n'\gamma)$ для уровней 2^+ Ge
 ••• - экспериментальные значения;
 ○○○ - то же с вычетом вклада уровня 0^+ I2I6 кэВ;
 1 - флуктуационное сечение для независимых каналов со сферическим потенциалом Пери-Бака; 2 - сечение по формуле Хаузера-Фешбаха. Обозначения для расчетных точек те же, что и на рис. 1

Из табл.2 видно, что величины флукуационного сечения Хофмана и др. [4] и сечения Хаузера-Фешбаха могут существенно различаться. Использование последнего может приводить к неправильной оценке вклада прямых процессов и параметров модели.

Удовлетворительное соответствие расчетных и экспериментальных сечений и силовых функций получено при включении в расчет двухфонных состояний с использованием при этом сравнительно малых значений параметра мнимой части потенциала ($W = 1+3$ МэВ). При этом вклад сечения прямой реакции оказывается довольно большим, достигая $\sim 20-30\%$ при энергии нейтронов, превышающей порог на 300 кэВ.

Полученные здесь результаты подтверждают сделанные ранее выводы о существенной роли связи каналов в рассматриваемом случае и показывают, что последовательный анализ данных о неупругом рассеянии нейтронов низкой энергии существенно расширяет возможности получения достоверной информации о параметрах моделей, описывающих взаимодействие нейтронов с ядрами. Проведенные расчеты указывают также на возможность сильной изотопической зависимости для силовых функций ρ -нейтронов в области $A = 70-82$ (см. рис.1). Соответствующие экспериментальные данные представляют в связи с этим значительный интерес.

Литература

1. Конобеевский Е.С., Мусаелян Р.М., Попов В.И., Суркова И.В., Штраших И.В., Изв.АН СССР, сер.физ., 1969, т.33, № 10, с.1754.
2. Ефросинин В.И., Куденко Ю.Г., Мусаелян Р.М., Попов В.И. В сб. "Проблемы ядерной физики и космических лучей" (в печати).
3. Lister D., Smith A.B., Phys. Rev., 1969, v.183, p.954.
4. Hofmann H.M., Richert J., Tepel J.W., Weidenmüller H.Q. "Ann. of Phys.", 1975, v.90, p.403.
5. Moldauer P.A., Phys. Rev., 1975, v.12C, p.944.
6. Stelson P., Grözins L., Nuclear Data, sect.A, 1965, v1, N1.
7. Mughabghab S.F., Garber D.I., BNL-325, third edit., 1973, v.1.
8. McEllistrem M.T., Proc. Intern. Conf. on the Interactions of Neutrons with Nuclei, 1976, v 1, p.171.

ОБОЛОЧЕЧНЫЙ ПОДХОД В ТЕОРИИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ С НЕЙТРОНАМИ

Д.Ф.Зарецкий

(ИАЭ им. И.В.Курчатова)

Дается обзор результатов, полученных с помощью оболочечного подхода в теории ядерных реакций с нейтронами.

THE SHELL-MODEL APPROACH IN THE THEORY OF THE NEUTRON INDUCED NUCLEAR REACTIONS

The review of results obtained within the shell-model approach to the theory of nuclear reactions with neutrons is given.

В в е д е н и е

Основы оболочечного подхода в теории ядерных реакций были сформулированы в 1969 г. в монографии Мао и Вайденмюллера [1]. Независимо этот подход для описания упругого рассеяния нейтронов был предложен в статье Д.Ф.Зарецкого и М.Г.Урина [2]. Оболочечный подход, в отличие от оптической модели, основывается на учете реальной многочастичной (оболочечной) структуры ядра. Волновая функция ядра, которая соответствует данной энергии возбуждения, является суперпозицией волновых функций одночастичных, трехчастичных, пятичастичных и более сложных конфигураций. Разумеется, эту суперпозицию можно находить с помощью процедуры диагонализации с учетом остаточного взаимодействия между частицами в ядре. Процедура диагонализации, в принципе, дает возможность найти волновую функцию каждого уровня возбужденного ядра. По этому пути идет группа В.Г.Соловьева. Однако для решения многих задач достаточно знать только средние по энергии значения величин; например, среднюю \mathcal{S} -матрицу, силовые функции и т.д. В рамках оболочечного подхода удается, пользуясь аналитическими свойствами \mathcal{S} -матрицы (когда речь идет о рассеянии частиц) или поляризуемости ядра (когда речь идет о рассеянии γ -квантов), сформулировать процедуру усреднения и найти средние по энергетическому интервалу

ду сечения силовые функции для упругого рассеяния или радиационного захвата нейтронов и т.д. Интервал усреднения I во всех случаях должен включать достаточно много уровней ядра $|\lambda\rangle$, т.е. $\rho_\lambda I \gg 1$, где $\rho_\lambda(E)$ - плотность уровней ядра с данной энергией возбуждения E .

Ниже дается обзор результатов, полученных в рамках оболочечного подхода в теории ядерных реакций с нейтронами. Результаты этого подхода сравниваются с другими моделями и экспериментом. Основное внимание в обзоре сосредоточено на вычислении силовых функций для случая упругого рассеяния и радиационного захвата нейтронов. В заключении обсуждаются перспективы применения оболочечного подхода к другим задачам.

Нейтронные силовые функции

Вычисление нейтронных силовых функций для упругого рассеяния эквивалентно вычислению среднего значения S -матрицы по энергетическому интервалу, содержащему много уровней составного ядра. Величина S -матрицы в упругом канале определяется выражением

$$S = e^{2i\delta_0} - i2\pi\rho_E U_E, \quad (1)$$

где $\delta_0(E)$ - фаза рассеяния на оболочечном потенциале, ρ_E - плотность состояний нейтрона в непрерывном спектре с энергией E , а U_E - амплитуда резонансного рассеяния с возбуждением уровней составного ядра. Фазу $\delta_0(E)$ можно вычислить, если известен действительный потенциал оболочечной модели. Амплитуда U_E находится из решения интегрального уравнения (типа уравнения Дайсона):

$$U_E = \sum_E^{\circ} + \sum_E^{\circ} G^{\circ}(E) U_E, \quad (2)$$

где $\sum_E^{\circ}(\xi, \bar{\xi})$ - неприводимая амплитуда рассеяния, а $G_1^{\circ}(E)$ - одночастичная функция Грина [3]:

$$G_1^{\circ}(E) = \frac{1 - n_1}{E - E_1 + i\varepsilon} + \frac{n_1}{E - E_1 - i\varepsilon}; \quad (3)$$

n_1 - числа заполнения.

Физический смысл уравнения (2) можно пояснить следующим образом. В процессе рассеяния нейтрона на ядре может возникнуть сложная конфигурация (например, две частицы - одна дырка). За счет остаточного взаимодействия между нуклонами эта конфигурация распадается, испуская нейтрон, который снова возбуждает сложную конфигурацию, и т.д. Таким образом, уравнение (2) описывает взаимодействие между одночастичной (нейтронной) конфигурацией и всеми более сложными конфигурациями (например, типа две частицы - одна дырка).

Поскольку \bar{S} -матрица в комплексной плоскости энергии имеет полюса только в нижней полуплоскости, то можно доказать, что имеет место соотношение [1]

$$\bar{S}(E) = S(E + iI), \quad (4)$$

где I - интервал уореднения.

Согласно (1) и (4) величина $\bar{S}(E)$ находится, если известна величина $U(E + iI)$. В результате оказывается, что $\bar{S}(E)$ определяется соотношением [3]

$$\bar{S}(E) = e^{2i\sigma_0(E)} - 2\pi i \int_{E+iI}^{\infty} \chi_E^*(\vec{z}) \sum_{E+iI}^{\infty} (\vec{z}, \vec{z}') \Psi_E^{(+)}(\vec{z}) d\vec{z} d\vec{z}'$$

где $\chi_E(\vec{z})$ - волновая функция, которая соответствует задаче рассеяния с энергией E на действительном оболочечном потенциале $U_0(\vec{z})$, а $\Psi_E^{(+)}(\vec{z})$ - волновая функция задачи рассеяния на комплексном (вообще говоря, нелокальном) потенциале

$$W = U_0 + \sum_{E+iI}^{\infty} \quad (6)$$

Таким образом, соотношение (5) эквивалентно определению средней \bar{S} -матрицы в оптической модели. В локальном приближении величина \sum_{E+iI}^{∞} равна

$$\sum_{E+iI}^{\infty} = \left\{ \Delta(E) f_2(\vec{z}) - i \omega(E) f_1(\vec{z}) \right\} \delta(\vec{z} - \vec{z}') \quad (7)$$

где $f_1(\vec{z})$ и $f_2(\vec{z})$ - формфакторы, а Δ и ω определяют величины действительной и мнимой добавки к оболочечному потенциалу $U_0(\vec{z})$.

Если в процессе рассеяния нуклона на ядре возбужденном коллективных состояний типа частица-дырка или частица-частица можно пренебречь, то величинам Δ и ω должны быть плавными функциями энергии. Иными словами, если величина Σ^0 определяется графиками вида \ominus , где все промежуточные линии не связаны между собой, то величины $\Delta(E)$ и $\omega(E)$ должны плавно зависеть от энергии и атомного веса. В этом случае величина $\omega(E)$ должна быть пропорциональной плотности состояний типа две частицы - одна дырка [4], т.е.

$$\omega(E) \cong \alpha (E - E_F)^2, \quad (8)$$

где E_F - граница Ферми, $|E - E_F| \ll E_F$, $\alpha \sim \frac{1}{E_F}$. Ситуация меняется в том случае, когда любая из пар промежуточной трехчастичной конфигурации образует связанное коллективное состояние. Тогда в величине Σ^0 возникает дополнительный полюс, и вблизи полюса величины Δ и ω могут резко зависеть от энергии (или атомного веса). Таким образом, в этом случае величина Σ^0 определяется суммой графиков

$$\Sigma^0 = \ominus + \sim, \quad (9)$$

где символ \sim означает коллективное состояние. Таким коллективным состоянием может быть нижайший уровень 2^+ в сферических ядрах, гигантский дипольный резонанс, октапольный уровень 3^- и т.д. Ранее обсуждалось влияние коллективного уровня 2^+ на величину Σ^0 , а следовательно, на величину средней S -матрицы [5,6]. Было показано, что величину Σ^0 можно параметризовать следующим образом (для случая s -нейтронов):

$$\Sigma^0(E) = \Delta(E) - i\omega(E) + \frac{g^2}{E - \omega - E_d - \Delta(E - \omega) + i\omega(E - \omega)}, \quad (10)$$

где ω - энергия 2^+ уровня, E_d - энергия одночастичного d -состояния в модели оболочек, а $\Delta(E)$ и $\omega(E)$ - плавные функции энергии, g - константа, которая определяет сечение возбуждения коллективного 2^+ -уровня в случае неупругого рассеяния нуклона на ядре. Величина этой константы находится из соответствующих экспериментальных данных.

С помощью параметризации (10) по формуле (5) находится величина S . Функции $\Delta(E)$ и $\omega(E)$ подбираются таким образом, чтобы экспериментальные значения силовой функции совпались наилучшим образом (по методу χ^2). В результате оказалось, что для всех сферических ядер эти параметры равны

$$\Delta \approx 0, \quad \omega(E) \approx 2 \text{ Мэв.} \quad (11)$$

С помощью указанной процедуры удалось описать только среднюю зависимость силовой функции для S -нейтронов от атомного веса. Изотопическая зависимость осталась необъясненной. В дальнейшем Д.А. Адамчук и В.К. Сироткин для объяснения изотопической зависимости обратили внимание на тот факт, что величина

$\omega(E)$ должна быть пропорциональной энергетической плотности конфигураций типа две частицы - одна дырка [6]. В ферми-системе плотность таких конфигураций определяется плотностью одночастичных состояний вблизи поверхности ферми ρ_p и энергией возбуждения ядра: $\rho_{2p} \sim \rho_p^3 (E - \epsilon_F)^2$. В этом случае изотопический эффект в величине ω , а следовательно, в силовой функции возникает, в частности, из-за того, что энергия связи нейтрона меняется от изотопа к изотопу. Учет оболочечных эффектов (магловых просветов) существенно влияет на величину ρ_p , что в свою очередь также приводит к изотопической зависимости величины ω , а следовательно, и силовой функции. Подробно все эти эффекты рассмотрены в работе [6]. Рассчитанные и экспериментальные значения силовых функций для S -нейтронов в области минимума ($90 \leq A \leq 140$) удовлетворительно согласуются между собой.

В заключение этого параграфа следует отметить, что оболочечный подход позволяет не только описать основные закономерности в зависимости силовых функций от энергии возбуждения (или атомного веса), но также открывает возможности для получения новой информации о величине силовых функций. В частности, с помощью оболочечного подхода удается вычислить дифференциальное сечение упругого рассеяния фильтрованных нейтронов для толстых фильтров. Сравнение теории с экспериментом в этом случае позволяет разделить вклад S - и P -волн и, более того, найти величины силовых функций отдельно для $P_{1/2}$ - и $P_{3/2}$ -нейт-

ронов [7]. Оболочечный подход позволяет также вычислить сечения (и силовые функции) для процессов неупругого взаимодействия фильтрованных нейтронов (радиационный захват, деление и т.д.).

§ 3. Радиационный захват нейтронов

Одной из важнейших характеристик уровней компаунд-ядра в области ниже порога неупругого рассеяния нейтронов является полная радиационная ширина. В настоящее время накоплено большое число экспериментальных данных, которые позволяют судить об основных закономерностях, связанных с зависимостью величины полной средней радиационной ширины от атомного веса, энергии связи и т.д. Для описания этих закономерностей обычно пользуются теорией Блатта и Вайскопфа [8]. Однако величина полной радиационной ширины, вычисленная в рамках этой теории, оказывается на два-три порядка больше, чем наблюдаемые средние значения. Чтобы согласовать теоретические и экспериментальные значения ширины, приходится вводить произвольный параметр, но и в этом случае не удается воспроизвести наблюдаемую зависимость средних радиационных ширин от атомного веса [9]. Поэтому естественно попытаться описать указанные закономерности в рамках оболочечного подхода.

Сечение фотопоглощения γ -кванта с энергией ω связано простым соотношением с поляризуемостью ядра $\mathcal{P}(\omega)$ (электрический дипольный переход) [4]:

$$\sigma(\omega) = -2\pi\omega \operatorname{Im} \mathcal{P}(\omega), \quad (12)$$

где $\mathcal{P}(\omega)$ определяется, если известна амплитуда перехода ядра (вершина) из начального состояния в конечное под действием электромагнитного поля $\chi(\omega)$ [4]:

$$\mathcal{P}(\omega) = (\chi \mathcal{A} \chi), \quad (13)$$

где χ - оператор электрического дипольного перехода, \mathcal{A}_{12} интеграл по энергии от произведения двух одночастичных функций Грина; скобки в (13) означают суммирование по всем промежуточным состояниям. В дальнейшем нас будет интересовать величина сечения $\bar{\sigma}(\omega)$, усредненная по энергетическому интервалу

ду, содержащему много уровней составного ядра. В случае, когда $\omega > 0$, все полюса $\mathcal{P}(\omega)$ расположены в нижней полуплоскости. Поэтому так же, как и для \mathcal{S} -матрицы, имеем

$$\overline{\mathcal{P}}(\omega) = \overline{\mathcal{P}}(\omega + i\Gamma), \quad (14)$$

где Γ - интервал усреднения.

В той области ω , где уровни компаунд-ядра не перекрываются, величина среднего сечения фотопоглощения $\overline{\sigma}(\omega)$ пропорциональна силовой функции для частичного радиационного перехода с энергией ω : $\rho_{\gamma}(\omega) \overline{\Gamma}_{\gamma}(\omega)$. Здесь $\rho_{\gamma}(\omega)$ - плотность уровней составного ядра со спином J , а $\overline{\Gamma}_{\gamma}(\omega)$ - соответствующая средняя радиационная ширина. В результате имеем

$$\omega^3 \operatorname{Im} \mathcal{P}(\omega + i\Gamma) = -\pi \rho_{\gamma}(\omega) \overline{\Gamma}_{\gamma}(\omega). \quad (15)$$

Для вычисления полной радиационной ширины необходимо знать парциальные радиационные ширины для переходов во все возбужденные состояния конечного ядра. Эти парциальные ширины можно найти, если воспользоваться гипотезой Акселя-Бринка [10]. Согласно этой гипотезе фотопоглощение кванта ω на ядре с энергией возбуждения $E_{\gamma} = U - \omega$ (U - полная энергия возбуждения) происходит так же, как и на основном состоянии ядра. С учетом этой гипотезы соотношение (15) примет вид

$$\omega^3 \operatorname{Im} \mathcal{P}(\omega + i\Gamma) = -\pi \rho_{\gamma}(U) \overline{\Gamma}_{\gamma}(\omega), \quad (16)$$

а полная радиационная ширина после суммирования по всем конечным состояниям равна

$$\overline{\Gamma}_{\gamma}^t(U) = -\frac{1}{\pi} \sum_{J'} \frac{\rho_{\gamma'}(U - \omega)}{\rho_{\gamma}(U)} \omega^3 \operatorname{Im} \mathcal{P}(\omega + i\Gamma) d\omega, \quad (16')$$

где $\rho_{\gamma}(U - \omega)$ - плотность уровней в конечном ядре со спином J' и энергией возбуждения $E_{\gamma} = U - \omega$. Интеграл в правой части выражения (16') можно вычислить, если известна величина $\operatorname{Im} \mathcal{P}(\omega + i\Gamma)$ при $\omega \rightarrow 0$. Для вычисления этой величины необходимо воспользоваться соотношением (13) и уравнением для вершины $\chi(\omega)$ [4]:

$$\chi = \chi + (\mathcal{F}^{-1} \mathcal{L} \chi), \quad (17)$$

где \mathcal{F}^- - амплитуда рассеяния в канале частица-дырка.

$\mathcal{F}^- = \left(\frac{\partial h_0}{\partial \varepsilon_f}\right)^{-1} f'$, n_0 - плотность частиц в ядре, f' - безразмерная константа, которую можно найти из анализа других экспериментальных данных.

Величина $\mathcal{A}_{12}(\omega + i\Gamma)$ находится, если известна одночастичная функция Грина:

$$G^-(\varepsilon + i\Gamma) = \varepsilon - E_1 - \sum_l (\varepsilon + i\Gamma), \quad (18)$$

где E_1 - энергия одночастичного возбуждения в ядре (в оболочечной модели), а $\sum_l (\varepsilon)$ - собственно-энергетическая часть.

В пределе $\omega \rightarrow 0$ имеем

$$\mathcal{A}_{12}(\omega + i\Gamma) = \mathcal{A}_{12}(0) - \frac{i}{\omega_{12}^2} \left\{ W_1(E_2) [n(E_2) - n(E_2 + \omega)] + W_2(E_1) [n(E_1 - \omega) - n(E_1)] \right\}, \quad (19)$$

где $W_l(\varepsilon) = -\text{Im} \sum_l (\varepsilon + i\Gamma)$, $n(\varepsilon)$ - числа заполнения (0 или 1); $\omega_{12} = E_1 - E_2 \equiv \omega_0$.

Решение уравнения (17) ищется в виде

$$\chi = C(\omega) X, \quad (20)$$

где функция $C(\omega)$ имеет смысл эффективного заряда. Величина $W_l(\varepsilon)$ определяет ширину затухания квазичастицы из-за ее связи с более сложными конфигурациями. Как было указано выше (формула (8)), эта величина в среднем должна расти с энергией возбуждения по закону $W(\varepsilon) = \chi(\varepsilon - \varepsilon_f)^2$. С учетом этого замечания, а также используя формулы (16'), (17'), (19), (20), получим в квазиклассическом приближении:

$$\bar{\Gamma}_f^t = \frac{1}{\pi} C_j e^2 (1 + 2f')^2 \omega_0^{-2} \int_0^{\omega} \frac{R(u-\omega)}{R(u)} \omega^3 d\omega \left[\sum_{0 \leq E_1 \leq \omega} (X^2)_{11} W(E_1 - \omega) + \sum_{-\omega \leq E_2 \leq 0} (X^2)_{22} W(E_2 + \omega) \right], \quad C_j = 10 (j = \frac{1}{2}) \text{ и } C_j = 6 + \frac{16}{(2j+1)^2} (j \geq 1). \quad (21)$$

Полученное выражение существенно отличается от формулы Блатта и Вайскопфа. Во-первых, формула (21) не содержит неопределенного фактора \mathcal{J}_0 , которому обычно придавался смысл среднего энергетического расстояния между нижайшими уровнями ядра, а на самом деле он оказывался на 1-2 порядка больше [11]. Вме-

сто этого фактора входит величина α^{-1} , которая должна быть порядка ϵ_F [4]. Анализ данных по нейтронным силовым функциям позволяет более точно определить эту величину. В результате оказалось, что $\alpha^{-1} \cong \epsilon_F/5$. Во-вторых, спектр

γ -квантов, которые излучаются ядром, пропорционален ω^6 , а не ω^3 , как в теории Блатта и Вайскофа. В-третьих, полная радиационная ширина пропорциональна квадрату эффективного заряда $(1 + 2f')^{-2}$, который возникает за счет взаимодействия квазичастицы и дырки [12]. Теория конечных ферми-систем дает возможность найти эту величину. В результате оказывается, что $2f' \cong 1$, а следовательно, $(1 + 2f')^{-2} \cong 0,25$ [4].

Из предыдущего рассмотрения следует, что полная радиационная ширина целиком определяется эффектом смешивания одночастичных (дырочных) конфигураций с более сложными (например, две частицы - одна дырка). Иными словами, частично-дырочные конфигурации с суммарным моментом Γ^- являются входными как для гигантского дипольного резонанса, так и для радиационного захвата нейтронов.

Подставим в формулу (21) известное выражение для плотности уровней составного ядра [8]:

$$\rho_j(u) \cong (2j+1) \frac{\exp(2\sqrt{au})}{u^2}, \quad (22)$$

где a - параметр, который определяется плотностью одночастичных уровней вблизи поверхности Ферми. Вычисляя интеграл в (21) методом перевала, получим

$$\bar{\Gamma}_\gamma^t = 10^{-3} \alpha \epsilon_F A^{7/3} \left(\frac{u}{a}\right)^{7/2} C_j \text{ (Мэв)}. \quad (23)$$

Результаты расчетов и соответствующие экспериментальные данные приведены в таблице. Поляризуемость $\rho_0^{(0)}$ вычислялась в модели прямоугольной ямы ($\rho_0^{(0)} \sim A^{5/3}$) [12], величины параметров a (в Мэв⁻¹) и эффективной энергии возбуждения u были взяты из работы [13].

Как видно из таблицы, расчеты, выполненные на основе оболочечного подхода, вполне удовлетворительно описывают как абсолютные значения полной средней радиационной ширины, так и ее зависимость от атомного веса.

Ядро- матрица	^{35}Ce	^{55}Mn	^{68}Zn	^{78}Se	^{88}Sr	^{96}Mo	^{107}Ag	^{125}J	^{143}Nd	^{161}Dy	^{179}Hf	^{189}Hg	^{203}Te	^{208}U	^{235}Am
α , МэВ ⁻¹	4,6	7,0	9,7	11,0	7,7	13,65	15,8	16,6	16,9	20,2	21,2	17,1	10,7	30,6	27,5
\mathcal{L} , МэВ	0,6	7,3	5,4	5,9	5,2	5,5	7,2	6,5	5,4	6,6	5,7	6,3	6,6	4,4	5,2
$\bar{\Gamma}_f^t$ (регр.), эВ ⁻³	1100	440	115	160	420	100	190	100	63	150	57	350	2000	17	36
$\bar{\Gamma}_f^t$ (экс.), эВ ⁻³	430+20	500	170	270+30	205+40	260+60	132+24	100+30	47+9	122+13	60+20	255+60	400	35+6	41+8

З а к л ю ч е н и е

Таким образом, оболочечный подход в теории ядерных реакций с нейтронами позволяет единым образом описать основные закономерности, связанные с нейтронными силовыми функциями и полными радиационными ширинами нейтронных резонансов. Ранее было показано, что оболочечный подход позволяет вычислять сечения для упругих и неупругих процессов на фильтрованных нейтронах. Кроме того, оболочечный подход дает возможность обобщать и уточнить валентную модель для описания радиационных силовых функций, связанных с переходами на определенные состояния конечного ядра (основное и первые возбужденные) [4,15]. Существенные результаты были получены в рамках оболочечного подхода для описания аналоговых резонансов. В частности, был подробно исследован вопрос о запрещенном по изоспину нейтронном распаде аналоговых резонансов [16,17,18].

Следует отметить ближайшие перспективы развития оболочечного подхода и его использования для описания ядерных реакций с нейтронами:

1. Вычисление силовых функций для P -нейтронов и сравнение полученных результатов с экспериментом. К сожалению, соответствующих экспериментальных данных мало и они неточны. В этой связи следует отметить новые возможности для получения экспериментальной информации, связанные с изучением дифференциального сечения упругого рассеяния на фильтрованных нейтронах [7].

2. Вычисление полного среднего сечения радиационного захвата нейтронов, по крайней мере, в той области, где уровни составного ядра не перекрываются.

3. Вычисление полной радиационной ширины для ядер вне области стабильности, в частности для осколков деления.

4. Вычисление той части радиационных силовых функций для парциальных переходов, которая связана с "хвостом" гигантского дипольного резонанса. В этой связи следует подчеркнуть, что более тщательное и систематическое изучение жесткой части спектра γ -квантов после захвата нейтронов или фотонейтронных реакций вблизи порога дает возможность проверки весьма важных деталей теории.

5. Обобщение теории на деформированные ядра.

Л и т е р а т у р а

- I. Mahaux C., Weidenmüller H. "Shell-model approach to the nuclear reaction, Amsterdam, 1969.
2. Зарецкий Д.Ф., Урин М.Г. ЯФ, 1970, т. II, стр. 361.
3. Урин М.Г. Оболочечные эффекты в резонансных ядерных реакциях с нуклонами. Москва, МИФИ, 1974.
4. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. Москва, "Наука", 1965.
5. Адамчук Ю.В., Зарецкий Д.Ф., Сироткин В.К., Урин М.Г. В кн.: Нейтронная физика. Ч. 3. М., 1976, с. 27 (ЦНИИАтоминформ).
6. Адамчук Ю.В., Сироткин В.К. Препринт ИАЭ-2560, Москва, 1975.
7. Зарецкий Д.Ф., Сироткин В.К., Урин М.Г. ЯФ, 1975, т. 22, стр. 709.
8. Блатт Дж., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. ИИЛ, Москва, 1965.
9. Chatterjee A., Ghosh S., Mukherjee S., Sec. Int. Symposium on neutron capture γ -ray spectroscopy and related topics, Netherlands, 1974, p. 15.
10. Axel P., Phys. Rev. 1962; v. 126, p. 671.
- II. Bollinger L., Nuclear structure Duhna Symposium, 1968, Vienna, p. 317.
12. Zaretsky D.F., Lushnikov A.A. Nucl. Phys., 1965, v. 66, p. 35.
13. Малышев А.В. Плотность уровней и структура атомных ядер. Москва, Атомиздат, 1969.

14. Зарецкий Д.Ф., Урин М.Г. - В кн.: Нейтронная физика. Ч.3. М., 1976, с. 32 (ЦНИИАтоминформ).
15. Зарецкий Д.Ф., Урин М.Г. ЯФ, 1976, т. 23, стр. 1142.
16. Гужовский Б.Я., Зарецкий Д.Ф., Звенигородский А.Г., Урин М.Г. ЯФ, 1971, т. 13, стр. 719.
17. Grow G., Kretschmer W. "Phys. Rev. Lett.", v. 30, p. 713, 1973.
18. Зарецкий Д.Ф., Урин М.Г. Письма в ЖЭТФ, 1975, т. 21, стр. 386.

CONTINUUM SHELL-MODEL INVESTIGATION OF THE PHOTOEXCITED
GIANT QUADRUPOLE RESONANCE IN ^{16}O

J. Höhn

(Technische Universität Dresden, Sektion Physik,
WB Kernphysik, GDR)

H.W. Barz and I. Rotter

(Zentralinstitut für Kernforschung, Rossendorf, Dresden, GDR)

During the last years there has been considerable effort devoted to the investigation of the giant quadrupole resonance (GQR) in ^{16}O . Experimental evidence for isoscalar and isovector GQR have been found in inelastic electron and hadron scattering. Recently, Buener et al. /1/ could show that a single dipole oscillation fails to explain the angular distributions for (α, α') and (p, p') -scattering near an excitation energy of 23.5 MeV in ^{16}O . In the frame of a DWBA-analysis using collective and microscopic form-factors, respectively, satisfactory agreement with the experimental data have been obtained if GQR strength is admixed so that the energy weighted sum rules are exhausted of about 50 % by $E1, T = 1$ strength and 16-21 % by $E2, T = 0$. The GQR strength has been found to be concentrated near 24 MeV excitation energy in agreement with the $^{15}\text{N}(\frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ results /2/.

In connection with the giant dipole resonance (GDR) in ^{16}O the question arises whether the intermediate structure observed experimentally, may partly be influenced by $E1/E2$ -interferences. Because the photoexcitation of nuclei proceeds predominantly through the $E1$ mode, the quadrupole excitation can be investigated by the anisotropy of the angular distribution only. For this analysis we use the continuum shell-model in the formulation given

by us /3/ in the frame of the 1p-1h model. The angular distributions for the reaction $^{16}\text{O} + \gamma$ have been calculated and adjusted by

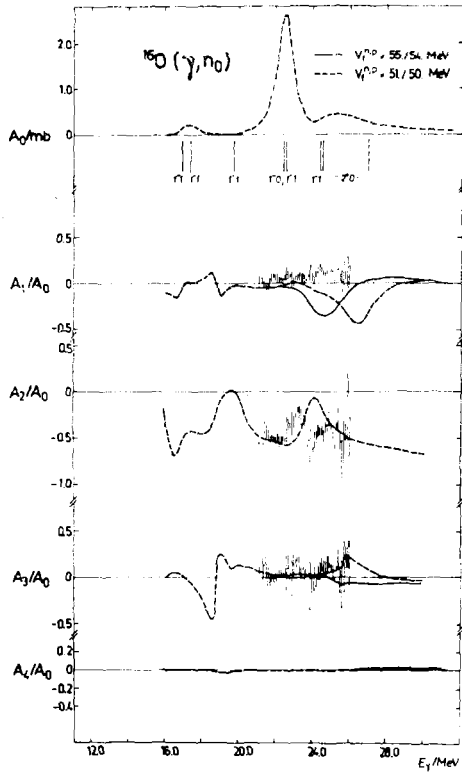
$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{L=0}^N A_L(E) P_L(\cos \theta),$$

where the $P_L(\cos \theta)$ are the Legendre polynomials. The coefficients $A_L(E)$ are compared with the experimental data /4,5/. Other multipoles than E1 and E2 have been neglected.

In the 1p-1h model the 2^+ -states in ^{16}O have been constructed by $(1f, 2p)1p^{-1}$ configurations, those of the type $1d_{5/2}^{-1}$ have not been taken into account because they are important for excitation energies larger than 30 MeV only. The parameters of the state dependent Hartree-Fock potential are taken from /6/. Because the positions of the 2^+ -states depend very sensitive on the f-potential two parameter sets have been used: $V_f^{n,p} = 55.0 / 54.0$ MeV and $51.0 / 50.0$ MeV with a spin-orbit strength of 7.0 MeV. The parameters of the zero-range np -residual interaction have been taken to be $V_0 = 500.0$ MeV \cdot fm 3 , $a = 1.0$ and $b = 0.9$.

From the A_T/A_0 -ratio shown in fig. 1 and 2 the conclusion can be drawn that the dipole part is dominating up to 24 MeV and for higher excitation energies the influence of the GQR is remarkable. Our calculations yield an isoscalar ($T = 0$) GQR near 25 MeV (27 MeV) in dependence of the $l = 3$ potential. The structure of the GQR is mainly $1f_{7/2} - 1p_{3/2}^{-1}$. The isovector ($T = 1$) GQR appears beyond 30 MeV and 32 MeV, respectively.

The magnitude of the A_T/A_0 - ratio is in good agreement with the experimental data. But the resonance structure is not satisfactory reproduced. This disadvantage of the 1p-1h model is well known from the cross section σ_0 . The ratios A_1/A_0 and A_3/A_0 show the $1f/2p$ -



ig. 1 $^{16}\text{O}(\gamma, n_0)$ -partial cross section and A_L/A_0 -ratios compared with the experimental data [4/].

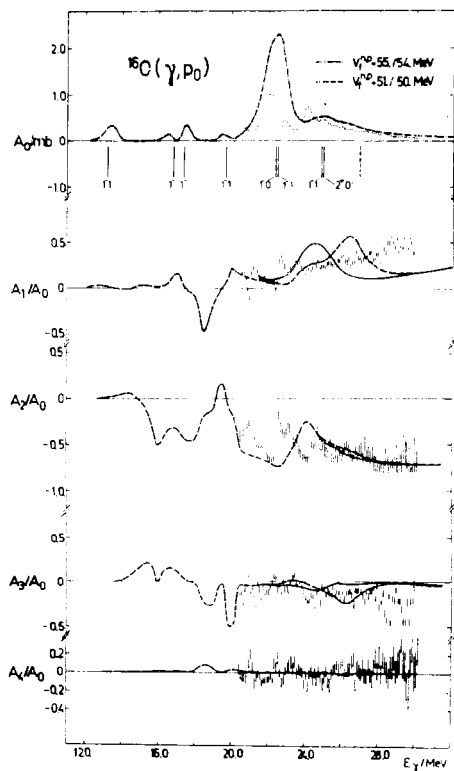


Fig. 2 $^{16}\text{O}(\gamma, p_0)$ -partial cross sections and A_1/A_0 -ratios compared with the experimental data /5/.

interference whereby the experimental A_1/A_0 -value may be influenced by the E1/M1-interference not included in our calculation. The A_3/A_0 -ratio is in sufficient agreement with the experimental one at which the shallower f-potential is favoured due to the (δ, n_0) results. We conclude that the broad distribution of quadrupole strength experimentally observed near 24 MeV excitation energy can be explained by including more complicated configurations. This is supported well by a shell-model calculation with 2p-2h configurations of the type $(2s, 1d)^2 1p_{1/2}^{-2}$ which generate an isoscalar GQR concentrated near 25 MeV having a width of about 10 MeV. The $T = 1$ -GQR shows a similar behaviour but the centre of gravity of the strength is located at 29 MeV //.

References:

- /1/ M. Buenerd, L. Martin, P. de Saintignon and J.M. Loiseaux, Phys. Rev. C14 (1976) 1315
- /2/ G.D. Rana, H.F. Glavish, R. Avida, J.R. Calarco, E. Kuhlmann and R. La Sanna, Phys. Rev. Letters 32 (1974) 114
- /3/ A.W. Barz, I. Rotter and J. Höhn, Nucl. Phys. A275 (1977)111
- /4/ J.S.J.S. Dyer and G.I. Crawford, Research Report Department of Natural Philosophy, University of Glasgow, Kelvin Laboratory, Scotland
- /5/ J.E.N. Anglin and M.M. Thompson, Nucl. Phys. A158 (1969) 73
- /6/ G. Buck and A.D. Hill, Nucl. Phys, A95 (1967) 271
- // H.W. Barz and J. Höhn, Thesis, to be published

НЕЙТРОННЫЕ СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР

Ю.В.Адамчук, В.К.Сироткин

(ИАЭ им.И.В.Курчатова, МИФИ)

Рассмотрено влияние входных состояний на силовые функции нейтронов. Показано, что учет оболочечной структуры ядра на плотность входных состояний позволяет объяснить поведение силовых функций s -нейтронов в области минимума ($90 \leq A \leq 142$).

THE NEUTRON STRENGTH FUNCTIONS OF THE SPHERICAL NUCLEI

The effect of door-way state density on neutron strength functions is investigated. It is shown that taking into account the nucleus shell-model structure in the door-way state density allows explain the behaviour of s -neutron strength functions in the region of minimum ($90 \leq A \leq 142$).

Данная работа посвящена применению оболочечного подхода к теории ядерных реакций для вычисления силовых функций нейтронов. Обычно силовые функции вычисляются с помощью оптической модели. Однако некоторые экспериментальные данные не удавалось описать с помощью простой оптической модели. Наибольшую трудность представляют объяснение положения и величины минимумов силовых функций. Не удается объяснить также изотопическую зависимость силовых функций в минимуме.

В работе [1] было показано, что учет коллективных 2^+ -состояний позволяет удовлетворительно описать среднюю зависимость силовых функций S -нейтронов от атомного веса. Данная работа посвящена анализу поведения силовых функций нейтронов в области минимума ($90 \leq A \leq 142$), где наблюдаются наибольшие отклонения от средней зависимости.

Как известно, силовая функция S -нейтронов определяется средней S -матрицей (\bar{S})

$$S_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{E}} (1 - |\bar{S}|^2) \quad (1)$$

В рамках оболочечного подхода к теории ядерных реакций для S_0 можно получить выражение [1, 2]

$$S_0 = \frac{\Gamma_S}{\pi\sqrt{E}} \frac{g_m q}{|1 - q(\Delta - i\Gamma_S/2)|^2} \quad (2)$$

Здесь величина Q определяется из решения уравнения Шредингера в действительном потенциале модели оболочек, величины Δ и Γ_S , соответствующие сдвигу и ширине одночастичного резонанса за счет связи с уровнями компаунд-ядра, определяются матричными элементами от неприводимой собственно-энергетической части. Так как остаточное взаимодействие является двухчастичным, то налетающий нуклон может возбудить только трехквартичную компоненту уровней компаунд-ядра. Это приводит к появлению зависимости величин Δ и Γ_S от структуры входных (трехквартичных состояний).

Когда плотность входных состояний велика, так что $\rho_d \Gamma_d \gg 1$ (где ρ_d и Γ_d - плотность и ширина входных состояний), то для Γ_S справедливо выражение

$$\Gamma_S = 2\pi \rho_d \cdot \overline{| \langle 2p-1h | F | U_d \rangle |^2}, \quad (3)$$

где F - остаточное взаимодействие; U_d - регулярное решение уравнения Шредингера с потенциалом модели оболочек, нормировано на единицу в объеме ядра. Здесь черта означает усреднение по входным состояниям, лежащим в интервале Γ_d . В случае, когда рассматриваются ядра, в которых заполняется одна оболочка, флуктуации матричных элементов будут слабыми.

Область минимума силовых функций ($90 \leq A \leq 140$) является наиболее интересной с точки зрения анализа влияния входных состояний на силовые функции. Это связано, во-первых, с тем, что здесь наблюдаются сильные регулярные изменения силовых функций от ядра к ядру. Во-вторых, зависимость силовых функций от параметров действительного потенциала и сдвига Δ в этой области очень слабая. В этой области число входных состояний оказывается достаточно большим, что позволяет использовать выражение (3). Так как во всех ядрах происходит заполнение одной оболочки, то величину матричного элемента можно считать постоянной и определять ее из сравнения теории с экспериментом.

Используя соотношение (3), величину Γ_S можно представить в виде

$$\Gamma_S = \Gamma_{S0} \cdot \rho_d(\epsilon) / \rho_*, \quad (4)$$

где E — энергия возбуждения, совпадающая в случае малых энергий налетающих нейтронов с энергией связи нейтрона в ядре; ρ_* — некоторая нормировочная постоянная; Γ_{50} — феноменологический параметр, определяемый из сравнения теоретических расчетов с экспериментальными данными.

В данной работе исследуется влияние оболочечной структуры ядра на плотность входных состояний и, следовательно, на силовые функции. Для этого введем плотность одночастичных состояний, которую определим постоянной вне маговых просветов и равной нулю внутри них. Учтем также наличие спаривательной связи (рис. 1). Эта модель основана на предположении, что ширина одночастичных состояний, связанная с их развалом на более

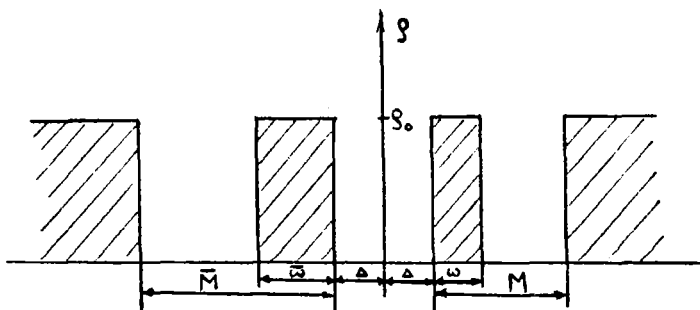


Рис.1. Одночастичная плотность

сложные конфигурации, больше чем расстояние между уровнями внутри оболочки, но меньше, чем расстояние между оболочками. Используя данную модель, вычислили плотность входных состояний. Параметры этой модели, такие, как величина магового просвета и ширина оболочки, брались из анализа энергий связи [3] и реакций срыва и подхвата. Результаты расчета плотности входных трехквaziчастичных состояний ядра Zr^{90} и Sn^{116} приведены на рис.2, где плотность состояний измерена в единицах $\rho_* = \frac{1}{2} \rho_0^3 \omega^2$ ($\omega = 2$ МэВ, а ρ_0 — плотность одночастичных состояний).

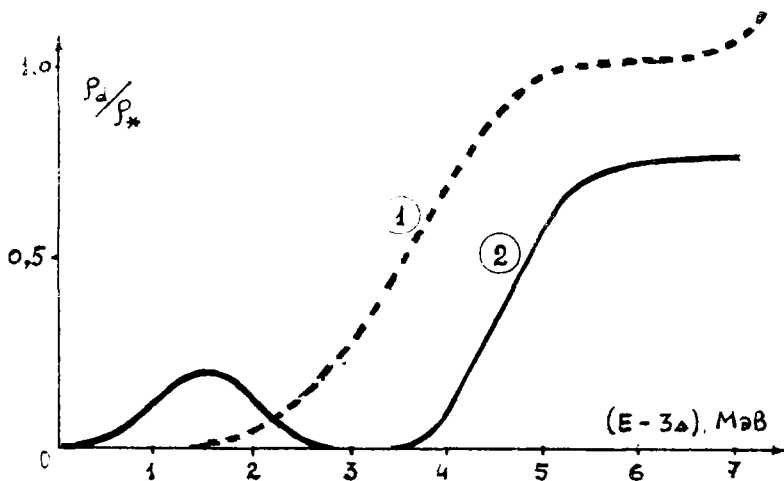


Рис.2. Плотность входных состояний для Zr^{90} (1) и Sn^{116} (2)

Используя вычисленные таким образом значения Γ_S , рассчитали силовые функции ядер в области $90 \leq A \leq 142$. Эти расчеты представлены на рис.3. Как видно, удается получить изотопический ход и правильные значения силовых функций почти для всех ядер из рассматриваемой области атомных весов. Отметим, что средняя величина Γ_S , вычисленная по всем ядрам, совпадает с величиной Γ_S , полученной в работе [1].

Как видно из рис.2, учет оболочечной структуры ядра приводит, во-первых, к резкой зависимости плотности входных состояний и величины Γ_S от энергии возбуждения и, следовательно, от энергии связи. Во-вторых, зависимость Γ_S от энергии связана с положением поверхности Ферми в оболочке и может существенно отличаться для различных областей ядер.

Таким образом, поведение S_0 -силовых функций в области минимума определяется как изменением энергии связи нуклонов в ядре, так и структурой основного состояния (положением поверхности Ферми по отношению к оболочке). В частности, изотопическая зависимость S_0 -силовых функций связана в основном с изменением энергии связи нейтрона B_n от изотопа к изотопу.

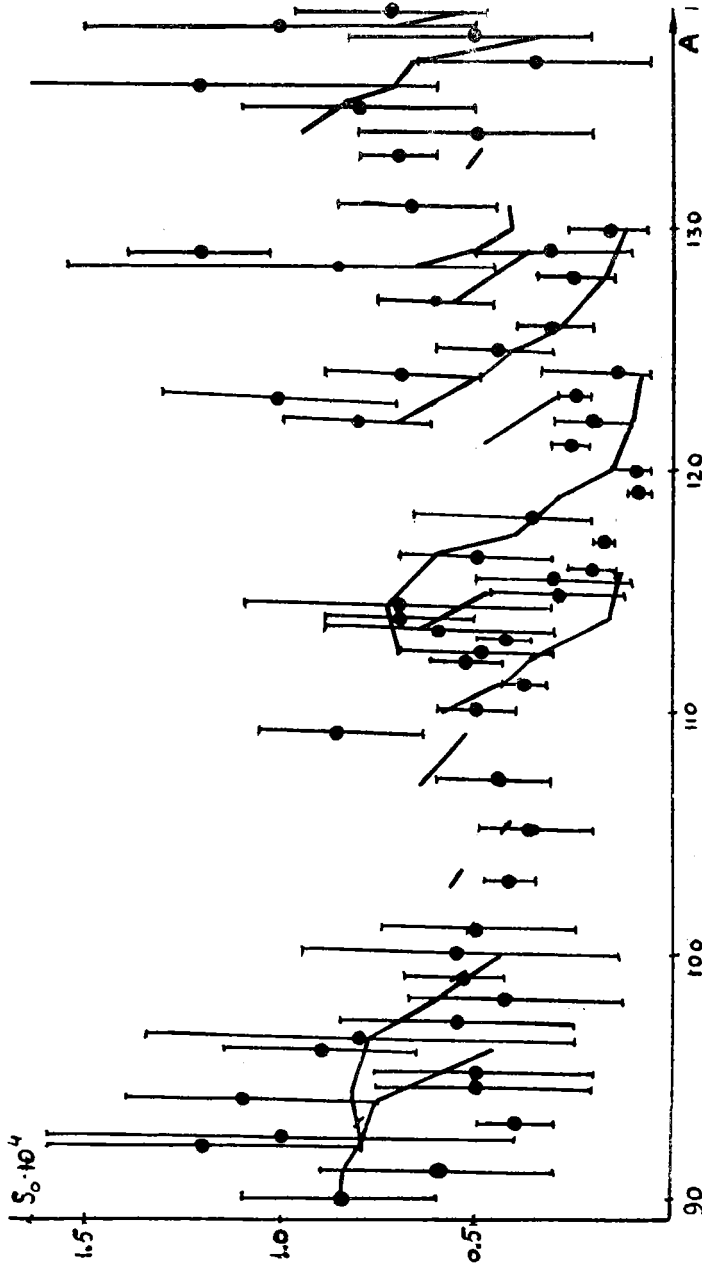


Рис. 3. Сравнение расчетных значений S_0 -сильных функций с экспериментальными данными в области минимума

В рамках развитого подхода можно рассмотреть также зависимость силовых функций от энергии налетающего нейтрона. Расчеты дают, что при энергии налетающего нейтрона ~ 1 МэВ силовая функция для S_n^{120} должна быть $\sim 0,7$. Это близко к величине S_0 , даваемой обычной оптической моделью. Расчеты S_0 для нейтронно-избыточных ядер с числом нейтронов ~ 70 показывают, что силовая функция может быть больше, чем для изотопа S_n^{120} , и достигать величины $\sim 0,25$, хотя энергия связи при этом существенно меньше.

Литература

1. Д.Ф.Зарецкий, В.К.Сироткин, М.Г.Урин, Ю.В.Адамчук.
- В кн. : Нейтронная физика . Ч. 3. М., с. 27
(ДНИИАтоминформ) .
2. Ю.В.Адамчук, В.К.Сироткин. Препринт ИАЭ-2560, 1975.
3. J.H.E.Mattauch, W.Thiele, A.H.Wapstra. Nucl. Phys.,
67, 32 (1965).

НЕЙТРОННЫЕ ШИРИНЫ АНАЛОГОВЫХ РЕЗОНАНСОВ

В.Г.Губа, Г.Н.Рыкованов, М.Г.Урин

(МИФИ)

На основе оболочечной модели предложена интерпретация запрещенного по изоспину возбуждения изобарических аналоговых резонансов (ИАР) нейтронами. Получены формулы для упругой нейтронной ширины ИАР. Конкретные расчеты выполнены для случаев рассеяния нейтронов на ядрах $^{206,207,208}\text{Pb}$.

THE NEUTRON WIDTHS OF OAR

Using shell-model formalism an interpretation of the isospin forbidden isobaric analog resonance (IAR) excitation by neutrons is proposed. Formulae for the elastic neutron width of IAR are derived. Calculations are made for the case of neutron scattering on $^{206,207,208}\text{Pb}$ nuclei.

Возбуждение ИАР нейтронами является запрещенной по изоспину реакцией ($\Delta T = 3/2$) и характеризуется парциальными нейтронными ширинами Γ_n . Простейший случай рассеяния нейтронов на магическом ядре-мишени с возбуждением ИАР был рассмотрен в работе [1]. В настоящей работе дано обобщение изложенной в [1] методики расчета ширины Γ_n на случай возбуждения ИАР при рассеянии нейтронов на четно-нечетных, нечетно-четных и нечетно-нечетных околomagических ядрах.

Простую количественную интерпретацию нарушения изоспиновой симметрии изобарического аналогового состояния (ИАС) за счет среднего кулоновского поля $V_C(r)$ можно получить в рамках одночастичной модели. Обусловленную этим полем поправку к волновой функции (ВФ) ИАС за счет упругого протонного канала распада ИАР с точностью до весового множителя можно представить в виде [2]

$$\delta \chi_j(r) = - \int G_{E_j}^{(n)}(r, r') v(r') \chi_j(r') dr' - \chi_j(r). \quad (1)$$

Здесь $\chi_j(r)$ - радиальная ВФ "валентного" нейтрона в материнском ядре: $(h_n(r) - \epsilon_n) \chi_j(r) = 0$, где $h_n(r) = K + U + \frac{1}{2} v$ - гамильтониан оболочечной модели для нейтронов; $G_{E_j}^{(n)}(r, r')$ - функция Грина радиального уравнения Шредингера $(h_p(r) - E) G_{E_j}^{(n)}(r, r') = \delta(r - r')$, где $h_p(r) = K + U - \frac{1}{2} v + V_C(r)$ - гамильтониан оболочечной модели для протонов; K - кинетическая энергия; U -

изоскалярная часть оболочечного потенциала; U - энергия симметрии; E - энергия ИАР в протонном канале.

В меру поправки (I) возможно возбуждение ИАР нейтронами за счет ядерного взаимодействия \hat{F} . Параметризацию эффективного взаимодействия в канале частица-дырка мы выберем такой же, как и в теории конечных ферми-систем [3]:

$$\hat{F} = C \left[f(\vec{r}_1) + f'(\vec{r}_1) \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2 + \bar{b}, \bar{b}_2 (g(\vec{r}_1) + g'(\vec{r}_1) \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2) \right] \delta(\vec{r}_1 - \vec{r}_2). \quad (2)$$

Здесь $f(\vec{r}) = f_{ex} + (f_{in} - f_{ex}) f_{WS}(r)$ и т.д.; где $f_{WS}(r)$ - распределение Вудса-Саксона, $f_{ex}^{nn} = (f + f')_{ex}$ и т.д. - феноменологические константы; $C = 380 \text{ Мэв} \cdot \Phi^3$.

При резонансном рассеянии нейтронов на ядре (Z, N) с изоспином T_0 в ядре $(Z, N + 1)$ возбуждается аналог материнского ядра $(Z - 1, N + 2)$ с изоспином $T_0 + 3/2$. Рассмотрим последовательно возбуждение ИАР нейтронами при рассеянии их на четно-четном, нечетно-четном, четно-нечетном и нечетно-нечетном ядрах в простейших предположениях о конфигурациях этих и соответствующих материнских ядер.

1. Рассеяние нейтрона на четно-четном ядре. Простейшей конфигурацией материнского ядра типа 2 частицы-1 дырка является конфигурация $\{[j_1(\rho)]^{-1}, [j_2(n)]_{0+}^2\}$. Непосредственное вычисление на основе соотношений (1), (2) приводит к следующей формуле для упругой нейтронной ширины [1]:

$$\Gamma_n = \frac{C^2}{16\pi} \frac{2j_1 + 1}{2T_0 + 3} \left| \int (f^{nn} - 3g^{nn}) \delta \chi_j \chi_j \chi_{Ej_1} \chi_{Ej_2} r^{-2} dr \right|^2, \quad (3)$$

где $\chi_j(r)$ - радиальная ВФ протонной дырки в материнском ядре (собственная функция гамильтониана h_p); $\chi_{Ej_1}(r)$ - нормированная на δ -функцию от энергии радиальная ВФ непрерывного спектра для нейтронов (собственная функция гамильтониана h_n).

2. Рассеяние нейтрона на нечетно-четном ядре. В этом случае простейшие конфигурации ядра-мишени и материнского ядра можно представить в виде $[j_1(\rho)]$ и $[j_2(n)]_{0+}^2$ соответственно. Выражение для нейтронной ширины ИАР в этом случае получается из формулы (3) заменой $(2j_1 + 1) \rightarrow (2j_1 + 1)(2j_2 + 1)$.

3. Рассеяние нейтрона на четно-нечетном ядре. Простейшие конфигурации ядра-мишени и материнского ядра - $[j_2(n)]^{-1}$ и $\{[j_1(\rho)]^{-1}, [j_2(n)]\}_{J\pi}$ соответственно. Вычисление нейтронной ширины для указанных конфигураций приводит к следующему выражению:

$$\Gamma_n = \frac{c^2}{4} \frac{(2\ell_1+1)(2\ell_1+1)(2\ell_2+1)(2j_1+1)(2j_2+1)}{2T_0+3} \sum_{L \neq 0} (2j_1+1) \left| \sum_{L \neq 0} (2\alpha+1) \sqrt{2L+1} \times \right. \\ \times (\ell, \ell_1, 00 | L0) (L00 | \ell'0) \left. \begin{Bmatrix} \ell, \ell' & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & j_1 \\ j_1 & L & \alpha & J \\ \ell & \frac{1}{2} & \frac{1}{2} & j_2 \end{Bmatrix} \right\} \left\{ \int (-1)^{\alpha} (\ell - \ell' + (q-g)) [2\alpha \times \right. \\ \times (\alpha+1) - 3] + 2(\ell' + g) [2\alpha(\alpha+1) - 3] \chi_{E'j'} \chi_{j_1} \delta \chi_{j_2} \chi_{j_2} r^{-2} dr + \int [\ell - \ell' + \\ \left. + (g-g') [2\alpha(\alpha+1) - 3] + 2(-1)^{\alpha} (\ell' + g') [2\alpha(\alpha+1) - 3] \chi_{E'j'} \chi_{j_1} \delta \chi_{j_2} \chi_{j_2} r^{-2} dr \right\}^2, \quad (4)$$

где ℓ , ℓ_1 , ℓ_2 , ℓ' и L - орбитальные моменты состояний с полными моментами j , j_1 , j_2 , j' и J соответственно; $\langle j_1 j_2 00 | j_3 0 \rangle$ - коэффициенты Клебша-Жордана; $\left\{ \begin{Bmatrix} j_1 & j_2 & j_3 & j_4 & j_5 \\ j_6 & j_7 & j_8 & j_9 & j_{10} \\ j_{11} & j_{12} & j_{13} & j_{14} & j_{15} \end{Bmatrix} \right\}$ - $15j$ - символ

третьего рода в обозначениях, принятых в работе [4]; $\chi_{j_2}(r)$ - радиальная ВФ нейтрона в состоянии с моментом j_2 в материнском ядре; $\delta \chi_{j_2}(r)$ - поправка к ВФ ИАС за счет компоненты с моментом j_2 в волновой функции ИАС.

4. Рассеяние нейтрона на нечетно-нечетном ядре. Простейшие конфигурации ядра-мишени и материнского ядра - $\{ [j_1(p)], [j_2(n)]^{-1} \} \pi$ и $[j_2(n)]$ соответственно. Выражение для нейтронной ширины в этом случае получается из формулы (4) заменой $(2j_1+1) \rightarrow (2j_1+1)(2J+1)$.

Поскольку при выводе формул (3) - (6) игнорировалась возможность возбуждения сложных конфигураций в процессе возбуждения ИАР, то ширина Γ_n может быть названа "естественной" шириной. Влияние сложных конфигураций на эффективную упругую нейтронную ширину ИАР следует учесть в двух пунктах: 1) ВФ непрерывного спектра для нейтронов $\tilde{\chi}_{E'j'}$ определяется с помощью гамильтониана оптической модели $\tilde{h}_n = h_n + \Delta_n - i\omega_n$; 2) эффективная поправка к ВФ ИАС определяется с учетом возбуждения сложных конфигураций в процессе упругого рассеяния протонов [2]:

$$\delta \tilde{\chi}_{j_2} = \delta \chi_{j_2} - \int G_{E'j'}^{(+)}(r, r') [\Delta_p(r') - i\omega_p(r')] \delta \tilde{\chi}_{j_2}(r') dr'. \quad (5)$$

Таким образом, эффективная нейтронная ширина $\tilde{\Gamma}_n$ определяется формулами (3)-(6), в которых $\chi_{E'j_1, E'j_2} \rightarrow \tilde{\chi}_{E'j_1, E'j_2}$; $\delta \chi_{j_1, j_2} \rightarrow \delta \tilde{\chi}_{j_1, j_2}$.

Мерой чистоты изоспина ИАС для рассматриваемого процесса может служить отношение $\tilde{\Gamma}_n / [\tilde{\Gamma}_n]$, где ширина $[\tilde{\Gamma}_n]$ определяется

без учета сохранения изоспина, т.е. выражениями (3)-(6), в которых поправка $\delta\tilde{\chi}_{j,jz}$ формально заменена функцией $\chi_{j,jz}$.

Относительная роль внутреннего кулоновского смешивания аналогового и антианалогового состояний в формировании ширины $\tilde{\Gamma}_n$ может характеризоваться величиной $\tilde{\Gamma}_n^{in}/\tilde{\Gamma}_n$, где $\tilde{\Gamma}_n^{in}$ определяется формулами (3), (4), в которых осуществлена замена [2]:

$$\delta\tilde{\chi}_j \rightarrow \delta\chi_j^{in} = \alpha \chi_j. \quad (6)$$

Здесь α - амплитуда внутреннего смешивания, равная

$$\alpha = \frac{\int (V_c(r) - \Delta E_c) \chi_j^2(r) dr}{\int V(r) \chi_j^2(r) dr}; \quad \Delta E_c = (N-Z)^{-1} \int V_c(r) n(r) r^2 dr, \quad (7)$$

где ΔE_c - энергия кулоновского смещения; $n(r)$ - плотность избыточных нейтронов. Таким образом, $\tilde{\Gamma}_n^{in} = \alpha^2 [\tilde{\Gamma}_n]$.

По формулам (3) + (7) рассчитаны ширины $\tilde{\Gamma}_n$ и отношения $\tilde{\Gamma}_n/[\tilde{\Gamma}_n]$, $\tilde{\Gamma}_n^{in}/\tilde{\Gamma}_n$ для случая рассеяния нейтронов на ядрах $^{206,207,209}\text{Pb}$ с возбуждением аналогов протонно-дырочных состояний материнских ядер $^{207,208,209}\text{Tl}$ соответственно. Выбор указанных ядер обусловлен наличием экспериментов по возбуждению ИАР нейтронами на этих ядрах [5,6]. Резонансные энергии E' определены либо из экспериментальных данных, либо расчетным путем. В расчетах использованы следующие значения параметров оболочечного и оптического потенциалов: $U = -52$ Мэв; $v = 55(N-Z)A^{-1}$ Мэв; $a = 0,63$ ф; $r_0 = r_c = 1,245$ ф; $V_{s0} = 7,5$ Мэв; $\Delta_{p,n} = 0,33 E_{p,n}$ Мэв; $w_p = 7,5$ Мэв; $w_n = 6$ Мэв (поглощение поверхностное) [7]. Значения силовых констант взяты из работы [8]: $f_{in}^{nn} = 0,4$; $f_{ex}^{nn} = -1,7$; $g_{in}^{nn} = g_{ex}^{nn} = 1,3$. Результаты расчетов (см. таблицу) позволяют сделать следующие выводы:

1) запрет по изоспину для возбуждения ИАР нейтронами оказывается не слишком сильным; 2) нейтронная ширина ИАР заметно падает с ростом центробежного барьера для упругого протонного распада ИАР из-за уменьшения поправки $\delta\chi$; 3) как и следовало ожидать, относительная роль внутреннего смешивания возрастает при увеличении центробежного барьера для упругого протонного распада ИАР ($p_{1/2}$ - и $g_{3/2}$ -моменты для ядер ^{206}Pb и ^{208}Pb соответственно); 4) нейтронная ширина ИАР для рассеяния нейтронов на нечетно-нейтронных ядрах меньше соответствующего значения для четно-нейтронных ядер из-за наличия дополнитель-

Результаты расчета нейтронных ширин ИАР

Ядро-мишень	d_i	j	E_i МэВ	E_j МэВ	$\tilde{\Gamma}_n$, кэВ	$\tilde{\Gamma}_n / [\tilde{\Gamma}_n]$	$\tilde{\Gamma}_n^{1/2} / \tilde{\Gamma}_n$
^{206}Pb	$s_{1/2}$	$p_{1/2}$	12,8	12,0	0,52	0,39	0,09
	$d_{3/2}$	$p_{1/2}$	13,1	12,0	0,18	0,13	0,27
	$h_{11/2}$	$p_{1/2}$	14,1	12,0	0,003	0,20	0,18
	$d_{5/2}$	$p_{1/2}$	14,4	12,0	0,20	0,11	0,32
^{208}Pb	$s_{1/2}$	$g_{3/2}$	18,1	13,9	0,012	0,10	0,43
	$d_{3/2}$	$g_{3/2}$	18,4	13,9	0,018	0,13	0,33
	$d_{5/2}$	$g_{3/2}$	18,8	13,9	0,037	0,13	0,33
^{207}Pb	$j^\pi = 1^-$	$g_{9/2}$		16,05			
				16,8		0,0016	0,07
		$p_{1/2}$		13,05			

ных правил отбора по моментам. Результаты расчетов нейтронных ширин, по-видимому, не противоречат данным работы [6] и находятся в качественном противоречии с выводами работы [5].

Литература

1. Губа В.Г., Зарецкий Д.Ф., Урин М.Г. - Письма в ЖЭТФ, 1975, т.21, с.386.
2. Урин М.Г. Оболочечные эффекты в резонансных ядерных реакциях с нуклонами. М., МИФИ, 1974; Письма в ЖЭТФ, 1975, т.21 с.507.
3. Мигдал А.Б. Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. М., Наука, 1965.
4. Эль-Баз Э., Кастель Б. Графические методы алгебры спинов. М., Мир, 1974.
5. Бенецкий Б.А., Нефедов В.В., Франк И.М., Штраних И.В. - ЯФ, 1973, т.17, с.21.
6. Беловицкий Р.Е., Пресняк О.С. Доклад на настоящей конференции (секция II).
7. Vecchetti F.D., Greenlees G.W. - Phys. Rev., 1969, v.182, p.1190.
8. Ring P., Bauer R., Speth J. - Nucl. Phys., 1973, v.A206, p. 97.

ПОЛУЧЕНИЕ МОНОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ ОЧЕНЬ ХОЛОДНЫХ И УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ НА РЕАКТОРЕ СМ-2

Ю.Ю.Косвинцев, Ю.А.Кушмир, В.И.Морозов
(НИИ атомных реакторов им. В.И.Ленина)

Дано описание построенной на реакторе СМ-2 установки для формирования моноэнергетических пучков нейтронов в диапазоне $2 \cdot 10^{-8} - 0,6 \cdot 10^{-6}$ эВ. Формирование пучков производится последовательным торможением и ускорением в поле тяжести ультрахолодных нейтронов.

MONOCHROMATIZER FOR SUPERCOLD AND ULTRACOLD NEUTRONS ON REACTOR SM-2

The description is given of a facility built at SM-2 reactor for forming monoenergetic neutron beams within the energy range of $2 \cdot 10^{-8} - 0,6 \cdot 10^{-6}$ eV. The beams are formed by the successive slowing-down and acceleration of ultracold neutrons, in gravitational field.

Для исследования особенностей взаимодействия нейтронов сверхмалых энергий с веществом необходимы моноэнергетические пучки очень холодных ($E < 10^{-4}$ эВ) и ультрахолодных нейтронов ($E < 10^{-7}$ эВ). Особенно интересным представляется получение таких пучков в диапазоне энергий $10^{-8} - 10^{-6}$ эВ. Наличие их открывает возможность детального исследования хода полных сечений и сечений неупругого рассеяния при скорости нейтронов $v \rightarrow 0$, определения амплитуд когерентного рассеяния, исследования квантовомеханических эффектов при прохождении нейтронов через тонкие пленки [1-3]. В настоящей работе приводится описание установки, построенной на реакторе СМ-2 и предназначенной для формирования моноэнергетических пучков в этом диапазоне энергий.

Схема установки приведена на рис.1. Формирование моноэнергетических нейтронных пучков производится последовательным торможением и ускорением в поле тяжести ультрахолодных нейтронов, извлекаемых из замедлителя СМ-2 горизонтальным транспортным нейтроноводом (4). Нейтроновод изготовлен из электрополированных нержавеющей труб ϕ 70 и 90 мм. Конвертором (2) УХН служит тонкая пластина $\text{ZrH}_{1,8}$, смонтированная в доншко начального участка (3) нейтроновода. Охлаждение конвертора и начального участка производится дистиллированной водой под давлением 2-3 атм.

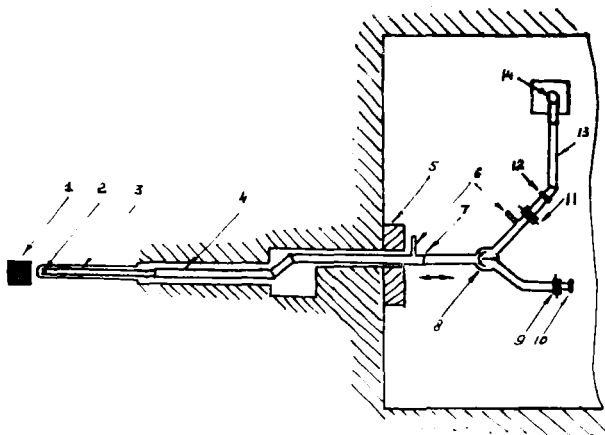


Рис.1. Схема установки для получения УХН на реакторе СМ-2:
 1 - активная зона; 2 - конвертор; 3 - начальный участок;
 4 - нейтронотвод; 5 - дополнительная защита; 6 - патрубкок
 откачки; 7 - мембрана; 8 - коммутатор потока; 9 - вакуум-
 ный шибер; 10 - выходной патрубкок; 11 - вакуумный шибер;
 12 - выходной патрубкок; 13 - нейтронотвод приемной камеры;
 14 - приемная камера

Весь нейтронотвод разделен алюминиевой мембраной (7) толщиной 100 мкм на высоковакуумную часть, расположенную в биологической защите реактора, и низковакуумную, находящуюся в рабочем помещении. Высоковакуумная часть откачивается до -10^{-6} тор электроразрядным магнитным насосом НЭМ-300 через вакуумный патрубкок (6). Откачка низковакуумной части осуществляется диффузионным насосом до вакуума $10^{-3} - 10^{-5}$ тор.

На выходе нейтронотвода из защиты реактора установлен коммутатор потока (8), направляющий УХН либо на патрубкок (10), предназначенный для экспериментов с широким спектром УХН, либо на патрубкок (12), подключенный к установке для формирования моноэнергетических пучков.

Весь нейтронотвод может перемещаться по направлению к активной зоне на расстояние 35 см. При работе реактора на полной мощности и минимальном расстоянии между зоной и конвертором

поток тепловых нейтронов на конверторе $(2 + 4) \cdot 10^{14}$ см².сек⁻¹.
 При этом выведенный поток УХН в диапазоне энергий 50 - 170 нэВ
 составил 2000 сек⁻¹.

Для получения моноэнергетических пучков выведенные УХН из
 патрубка (4) направлялись в нейтронвод (5), соединенный с прием-
 ной камерой (7) вертикального канала (8) (рис.2). Поднимаясь по
 нейтронводу (5), УХН теряют кинетическую энергию и попадают
 в приемную камеру лишь в том случае, если их начальная энергия
 была больше mg_h (h - высота подъема входного отверстия каме-
 ры относительно патрубка (4)). Попавшие в камеру нейтроны имеют
 кинетическую энергию от 0 до $mg(H_{\text{макс}} - h)$, где $H_{\text{макс}}$ -
 максимальная высота подъема в поле тяжести УХН, извлеченных из
 замедлителя.

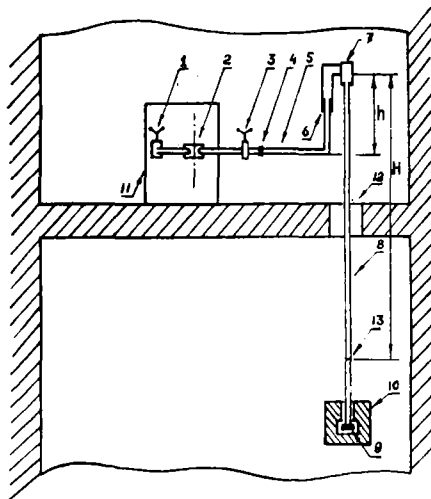


Рис.2. Схема установки для формирования моноэнергетических
 пучков: I - вакуумный шибер; 2 - коммутатор потока; 3 - ва-
 куумный шибер; 4 - выходной патрубок; 5 - нейтронвод прием-
 ной камеры; 6 - телескопическое вакуумное соединение; 7 -
 приемная камера; 8 - вертикальный канал; 9 - детектор; 10 -
 защита детектора; II - дополнительная защита; 12 - люк под-
 вального помещения

Если стенки вертикального канала обладают высокой зеркальностью, то падающие по каналу вниз нейтроны не выходят за его пределы (при зеркальном отражении горизонтальная составляющая скорости не меняется). Поэтому мишень, помещенная в канале на глубине H , будет облучаться пучком нейтронов с энергией $E \approx mgH$ и "размытием" $\Delta E = mg(H_{\text{макс}} - h)$. Так, например, на глубине $H = 10$ м энергия падающих нейтронов составит $\sim 10^{-6}$ эВ, а размытие пучка $\Delta E = 10^{-8}$ эВ, если $H_{\text{макс}} - h = 10$ см.

В установке, построенной на СМ-2, вертикальный канал изготовлен из электрополированной нержавеющей трубы длиной 6 м и \varnothing 90 мм. Канал опущен через джк (I3) в подвальное помещение реактора. На нижнем конце канала установлен пропорциональный счетчик на основе He^3 с алюминиевым входным окном площадью 60 см^2 [4].

Построенная установка позволяет производить облучение мишеней пучками нейтронов с энергией от $2 \cdot 10^{-8}$ до $0,6 \cdot 10^{-6}$ эВ. Поток получаемых моноэнергетических нейтронов определяется степенью "размытости" пучка и составляет 20 сек^{-1} при $H_{\text{макс}} - h = 20$ см.

Литература

1. Ф.Л.Шапиро. Лекции по нейтронной физике. Летняя школа в Адуште, май, 1969 г.
2. К.Хенниг, К.Темпельхофф, З.А.Усманова. Сообщение ОИЯИ, I4-5I89, Дубна, 1970 г.
3. А. Steyerl. Лекции по нейтронной физике. Летняя школа в Адуште, апрель, 1974 г.
4. А.В.Стрелков, ОИЯИ, 3-5937, Дубна, 1971 г.

ИЗМЕРЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ПОТОКА УХН

Д.Д.Косвинцев, Д.А.Кушнир, В.И.Морозов

(НИИ атомных реакторов им. В.И.Ленина)

Проанализирована работа гравитационного спектрометра УХН на основе П-образного колена. Показан характер возможных искажений аппаратурного спектра потока УХН при различных режимах работы спектрометра.

THE MEASUREMENTS OF THE ENERGY SPECTRA OF THE FLUX OF ULTRACOLD NEUTRONS

The operation of a gravity spectrometer based on a П-shaped bend was analyzed. The nature of possible distortions of the measured ultracold neutron flux spectrum as shown under a variety of spectrometer operating conditions.

Измерение спектра потока УХН на выходе действующих установок для получения УХН представляет одну из довольно сложных задач техники экспериментирования с ультрахолодными нейтронами. Практически все использовавшиеся для этой цели спектрометры [1-4] были построены на основе П-образного гравитационного колена, впервые описанного в работе [2]. Теоретический анализ работы интегрального спектрометра на основе П-образного колена был проведен в работе [5], в которой было показано, что спектрометр такого типа может работать в двух режимах - проточном и накопительном. Аппаратурная форма получаемых при этом спектров потока существенно отличается.

Для проверки выводов, полученных в работе [5], на установке для получения УХН реактора СМ-2 были проведены измерения спектра потока УХН интегральным спектрометром, схема которого показана на рис. 1. Спектрометр представляет прямоугольное П-образное колено (3), изготовленное из электрополированных нержавеющей труб ϕ 80 мм. Колено через поворотный фланец (1) подключается к выходному патрубку установки для получения УХН. На выходном отверстии спектрометра установлен газовый пропорциональный детектор (2) на основе He^3 с алюминиевым входным окном площадью 60 см² и толщиной 100 м.

Как известно, принцип действия такого спектрометра основан на том, что при подъеме колена на высоту h (вращением как

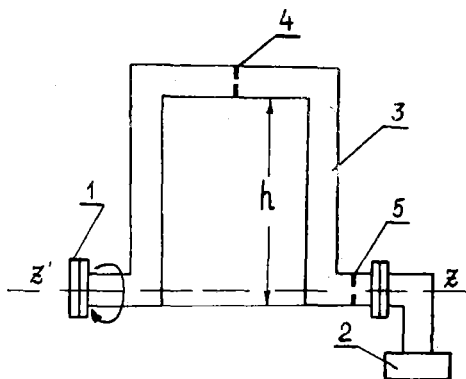


Рис.1. Схема интегрального спектрометра на основе П-образного колена: 1 - поворотный фланец; 2 - детектор; 3 - колено; 4,5 - диафрагмы

целого вокруг оси $z z'$) на детектор могут попасть нейтроны, у которых энергия $E > mgh$ (m - масса нейтрона, g - ускорение свободного падения).

Если отток УХН в правой части колена на детектор происходит значительно медленнее, чем приток их через верхнюю перекладку колена, то в этом случае счет детектора $J(h)$ должен выражаться как

$$J(h) = \text{const} \int_{mgh}^{E_{\text{cp}}} \Phi(E) dE; \quad (1)$$

где

$\Phi(E)$ - измеряемый спектр потока УХН на выходе нейтронвода;

E_{cp} - граничная энергия материала стенок нейтронвода.

Если отток УХН на детектор происходит значительно быстрее, чем приток их через верхнюю перекладку колена, то тогда

$$J(h) = \text{const} \int_{mgh}^{E_{\text{cp}}} \Phi(E) \left(1 - \frac{mgh}{E}\right) dE. \quad (2)$$

На рис.2 приведены результаты измерения спектра потока УХН интегральным спектрометром, настроенным на накопительный и про-

точный режим работы. Для реализации накопительного режима перед детектором УХН устанавливалась диафрагма (5) из нержавеющей стали с небольшим отверстием ($\sim 3 \text{ см}^2$). При работе спектрометра в проточном режиме такая же диафрагма (4) устанавливалась в верхнюю перекладку колена. Как видно из рис.2, при работе спектрометра в накопительном режиме счет УХН практически не меняется, пока высота подъема h не достигает $\sim 70 \text{ см}$. Это свидетельствует о том, что нейтронов с энергией от 0 до $\sim 70 \text{ см}$ в спектре потока УХН не имеется. Отсутствие УХН с такой энергией связано с тем, что в нейтронноводе для извлечения УХН имелась алюминиевая мембрана с граничной энергией $\sim 52 \text{ см}$. Мембрана полностью отражает идущие из конвертора нейтроны с энергией $E < 52 \text{ см}$ и сильно поглощает нейтроны, у которых энергия незначительно превышает граничную.

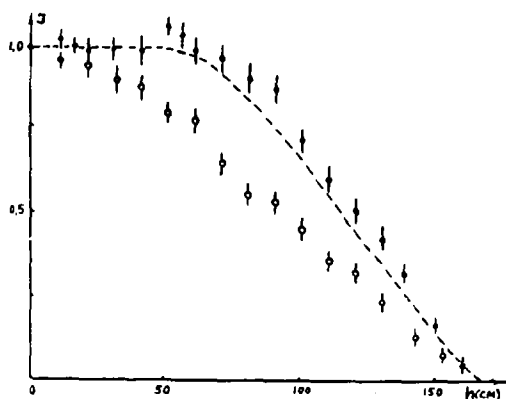


Рис.2. Зависимость счета УХН от высоты подъема колена:
 ϕ — накопительный режим, \circ — проточный режим, пунктир — промежуточный режим. Счет нормирован к 1 при $h=0$

Когда спектрометр работает в проточном режиме, то согласно (2) на участке от 0 до 70 см должно наблюдаться уменьшение счета УХН. Как видно из рис.2, такое уменьшение наблюдается.

На этом же рисунке пунктиром показана зависимость $J(h)$ для случая, когда диафрагмы в спектрометр не устанавливались

(кривая проведена по экспериментальным точкам, измеренным с точностью 3-5% и шагом 2-4 см). При этом реализуется некоторый промежуточный режим работы спектрометра, близкий к накопительному.

Полученные результаты качественно подтверждают основные выводы работы [5]. Обычно при использовании П-образного колена в качестве интегрального спектрометра спектр потока ϕ (E) находят дифференцированием по h зависимости $J(h)$. Как следует из приведенных результатов, такая операция будет правомерна лишь в случае, когда спектрометр используется в режиме, близком к накопительному.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.И.Луцкий, Ю.Н.Покотыловский, А.В.Стрелков, Ф.Л.Шапиро. Письма ЖЭТФ, 9, 40(1969).
2. Л.В. Грошев и др. Сообщение ОИЯИ, РЗ-5392, Дубна, 1968.
3. Е.З.Ахметов и др. Материалы III конференции по нейтронной физике, г.Киев, 1975.
4. Ю.Ю.Косвинцев и др. Материалы III конференции по нейтронной физике, г.Киев, 1975.
5. В.К.Игнатович, Г.И.Терехов. Сообщение ОИЯИ, Р4-9567.

О ХРАНЕНИИ И МАГНИТНОМ УДЕРЖАНИИ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

Г.И. Терехов

(НИИ атомных реакторов им. В.И.Ленина)

Рассмотрено влияние поля тяжести на время удержания ультрахолодных нейтронов (УХН) в сосудах.

Исследуется поведение УХН в магнитной ловушке, представляющей собой прямолинейные проводники с током, лежащие в горизонтальной плоскости.

A STORAGE AND A MAGNET HOLDING OF UCN

Gravity effects were taken into consideration while storing ultracold neutrons in vessels. The behaviour of ultracold neutrons was studied in a magnetic trap which involved the straight-line current-carrying conductors lying on a horizontal plane.

В связи с использованием сосудов больших объемов для накопления УХН [1] представляет интерес рассмотреть влияние поля тяжести на время удержания УХН. В общем случае уравнение баланса нейтронов может быть записано в виде

$$d \int_{(\vec{v})_c}^{\vec{v}^*} n(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3 v d^3 z = - \int_{(S)_0}^{\vec{v}^*} \mu(\vec{v}) (\vec{v} \cdot \vec{n}_s) n(\vec{r}, \vec{v}, t) d^3 v dS dt, \quad (I)$$

где $n(\vec{r}, \vec{v}, t)$ - плотность УХН в единице объема и интервале скоростей $\vec{v}, \vec{v} + d\vec{v}$; V - объем ловушки; S' - площадь стенок ловушки; \vec{n}_s - внешняя нормаль в точке \vec{r}_s на поверхности ловушки; $\mu(\vec{v})$ - коэффициент поглощения УХН, имеющих скорость \vec{v} .

Направим ось Oz вертикально вверх антипараллельно полю тяжести и будем отсчитывать координату z от дна сосуда. Наличие поля тяжести приведет к тому, что плотность $n(\vec{r}, \vec{v}, t)$ окажется зависящей от z : $n(\vec{r}, \vec{v}, t) = n(z, \vec{v}, t)$. Будем считать, что моноэнергетические нейтроны у дна ловушки распределены изотропно, т.е.

$$n(0, \vec{v}, t) = c(t) \delta(v^2 - v^2),$$

где $c(t)$ нормировка; v_0 - скорость УХН у дна сосуда. Тогда на высоте z плотность УХН будет иметь вид [2]

$$n(z, \vec{v}, t) = c(t) \delta(v_0^2 - v^2 - 2gz), \quad (2)$$

где g - ускорение свободного падения.

В более общем случае если плотность УХН на высоте $z=0$ имеет вид $n(0, \vec{v}, t) = f(v_0^2, t)$, то на высоте z $n(z, \vec{v}, t) = f_0(v^2 + 2gz, t)$. Последнее выражение показывает, что при изотропном распределении нейтронов у дна ловушки распределение по скоростям будет изотропно и на других высотах. Причем это справедливо для любых законов отражения УХН от стенок сосуда и для любой формы сосуда [2].

Рассмотрим случай, когда УХН хранятся в цилиндрической ловушке радиусом R и высотой H . Пусть поле тяжести параллельно оси цилиндра. Тогда, подставляя (2) в уравнение (I), выполняя интегрирование и выражая $c(t)$ через $N_0(t)$ - количество частиц в ловушке в момент времени t , можно получить

$$\frac{dN_0(t)}{dt} = -\tau^{-1} N_0(t), \quad (3)$$

где

$$\tau^{-1} = \frac{3gz}{2v_{gr}^2(y_0^2 - y_1^2)} \left[\chi(y_0) + \chi(y_1) + \frac{2v_{gr}^2}{gR} (f_2(y_0) - f_2(y_1)) \right]; \quad (4)$$

$$y_0 = v_0/v_{gr}, \quad y_1 = \sqrt{y_0^2 - 2gH/v_{gr}^2}, \quad \chi(y) = a \arcsin y - y\sqrt{1-y^2};$$

$$f_2(y) = \int \chi(y) dy = \frac{1}{2} \left[(y^2 - \frac{3}{4}) \chi(y) + \frac{1}{2} y^3 \sqrt{1-y^2} \right];$$

v_{gr} - граничная скорость материала, из которого изготовлен сосуд хранения; η - отношение мнимой части потенциала взаимодействия УХН с материалом стенки сосуда к действительной.

Первый член в (4) описывает поглощение УХН на нижнем торце, второй - на верхнем, а третий член - на боковой поверхности. Величину τ называют временем удержания моноэнергетических УХН в сосуде. При $R \rightarrow \infty$ и $H > v_0^2/2g$ величина τ принимает значение

$\tau = 4v_0 / 3g \bar{\mu}(v)$ ($\bar{\mu}(v) = 2\eta \chi(y)/y^2$ - усредненный коэффициент поглощения УХН) и определяет время удержания УХН, имеющей скорость v_0 , на бесконечной горизонтальной плоскости. Если устремить v_0 к нулю, то τ принимает максимальное значение

$$\tau_{\max} = \frac{4\rho}{g^2}$$

и определяет максимально достижимое время удержания УХН в ловушке. На рис. 1 приведена зависимость τ/τ_{\max} для цилиндрической ловушки в зависимости от её размеров и скорости УХН.

Другой возможный способ удержания УХН в замкнутой области заключается в использовании магнитного поля [3-8]. Квантовомеханическое рассмотрение поведения нейтральной частицы, обладающей магнитным моментом в магнитном поле позволяет оценить время нахождения частицы в связанном состоянии - время жизни в ловушке. Так, например, время жизни нейтрона в магнитной ловушке на основе шестипольсника составляет $10^{-1}-10^6$ с в зависимости от того, проходит ли траектория нейтрона через область, где ослаблено магнитное поле, или нет [5].

Большой интерес представляют ловушки, в которых для удержания нейтронов может использоваться комбинация гравитационного и магнитного полей. Примером такой ловушки могут служить прямолинейные проводники с током, лежащие в горизонтальной плоскости и отстоящие друг от друга на расстоянии d . Магнитное поле такой системы может быть описано выражением [3]

$$\vec{H} = H_0 e^{-kz} \vec{e}_z,$$

где $k = \pi/d$, $\vec{e} = (0, e_y, e_z)$, $e_y = \sin ky$, $e_z = \cos ky$. Предполагается, что проводники с током вытянуты вдоль оси Ox , а ось Oz направлена вверх - антипараллельно полю тяжести. Координата z отсчитывается от плоскости, где $|\vec{H}| = H_0$. В такой ловушке движение нейтронов со спином, направленным вдоль магнитного поля сверху, ограничивается полем тяжести, а снизу - магнитным полем, причем движение вдоль оси Ox свободное и далее не рассматривается.

Уравнение Шредингера для нейтрона в рассматриваемом случае имеет вид

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \left[-\frac{\hbar}{2m} \Delta + \mu H_0 \vec{\sigma} \cdot \vec{e} + mgz \right] \Psi, \quad (5)$$

где m - масса нейтрона; μ - его магнитный момент;

g - ускорение свободного падения; $\vec{\sigma}$ - матрицы Паули; $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$; Ψ - спинор. Вводя единицу длины $\lambda = \hbar / \sqrt{2m\mu H_0}$ и единицу времени $t_0 = \hbar / \mu H_0$, перейдем к безразмерным величинам: $z' = z/\lambda$, $t' = t/t_0$, $k' = k\lambda$, $g' = mg\lambda / \mu H_0$.

Перепишем (5) в безразмерных переменных (штрихи опустим):

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial t} = \left[-\Delta + e^{-kz} (\vec{\sigma} \cdot \vec{e}) + gz \right] \Psi. \quad (6)$$

Представим спинор Ψ в виде суммы двух компонент

$$\Psi = f_+(\vec{z}, t) u_+ + f_-(\vec{z}, t) u_-; \quad u_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} (1 \pm \vec{\sigma} \cdot \vec{e}) u_0; \quad u_0 = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (7)$$

где спиноры u_{\pm} являются собственными относительно оператора

$(\vec{\sigma} \cdot \vec{e})$: $(\vec{\sigma} \cdot \vec{e}) u_{\pm} = \pm u_{\pm}$ и обладают следующими свойствами:

$u_+^{\dagger} u_+ = (1 + \cos \kappa y) / 2$, $u_-^{\dagger} u_- = (1 - \cos \kappa y) / 2$, $u_+^{\dagger} u_- = u_-^{\dagger} u_+ = 0$.

В выражении (7) слагаемое $f_+ u_+$ описывает состояние нейтрона со спином, ориентированным параллельно направлению магнитного поля, т.е. описывает удерживаемый нейтрон, а слагаемое $f_- u_-$ описывает состояние нейтрона со спином, направленным

против магнитного поля. В силу того, что оператор $(\vec{\sigma} \cdot \vec{e})$ не коммутирует с гамильтонианом, направление спина нейтрона относительно магнитного поля не сохраняется. Это означает, что если первоначально нейтрон находился в состоянии $f_+ u_+$, то с течением времени норма этого состояния уменьшается вследствие перехода $f_+ u_+ \rightarrow f_- u_-$. Поскольку вероятность этого перехода мала, удобно находить её по теории возмущений.

Подставляя выражение (7) в (6), умножая слева (2) поочередно на u_+^{\dagger} и u_-^{\dagger} и представив функции $f_{\pm}(\vec{z}, t)$ в виде

$$f_+(\vec{z}, t) = g_+(z, t) \cdot \frac{e^{i\kappa y - i(v_+^2 \frac{t^2}{2})}}{\sqrt{2\kappa} \cos \frac{\kappa y}{2}}; \quad f_-(\vec{z}, t) = g_-(z, t) \cdot \frac{e^{i\kappa y - i(v_-^2 \frac{t^2}{2})}}{\sqrt{2\kappa} \sin \frac{\kappa y}{2}},$$

можно получить уравнения для функций $g_{\pm}(z, t)$:

$$i \frac{\partial g_{\pm}(z, t)}{\partial t} = \left(-\frac{\partial^2}{\partial z^2} + g_{\pm} \pm e^{-kz} \right) g_{\pm}(z, t) - i \nu k g_{\mp}(z, t). \quad (8)$$

Будем искать решение системы (8) в виде разложения по собственным функциям $\chi^{(n)}(z)$ оператора $(-\frac{\partial^2}{\partial z^2} + g_{\pm} \pm e^{-kz})$:

$$g_{+}(z, t) = \sum_n a_n(t) e^{-iE_n t} \chi_n^{(+)}(z); \quad g_{-}(z, t) = \int dE \vartheta_E(t) e^{-iEt} \chi_E^{(-)}(z).$$

Если при $t=0$ нейтрон находился в связанном состоянии с энергией E_n , т.е. $a_n(0)=1$, $a_m=0$ при $m \neq n$, $\vartheta_E(0)=0$, причем $\int |f_{+}(z, 0) u_{+}|^2 dz = 1$, то с течением времени $\vartheta_E(t)$ становятся отличными от нуля, т.е. нейтрон спонтанно переворачивает спин - деполяризуется. Вероятность деполяризации равна $w(t) = \int |f_{-}(z, t) u_{-}|^2 dz = \int |\vartheta_E(t)|^2 dE$.

В первом порядке теории возмущений для $\vartheta_E(t)$ можно получить выражение

$$\vartheta_E(t) = i \nu \frac{e^{-i(E_n - E)t}}{E_n - E} \cdot \int_{E_n, E_n}^{\pm}$$

где $\int_{E_n, E_n}^{\pm} = \int \chi_E^{(\pm)*}(z) \chi_{E_n}^{(\pm)}(z) dz$. Воспользовавшись соотношением $\lim_{t \rightarrow \infty} \sin^2 xt / x^2 = \pi t \delta(x)$, можно получить вероятность деполяризации в единицу времени $\mu = w(t)/t = 2\pi k^2 \nu^2 |\int_{E_n, E_n}^{\pm}|^2$ и время жизни нейтрона в ловушке (размерное)

$$\tau = \frac{t_0}{2\pi k^2 \nu^2 |\int_{E_n, E_n}^{\pm}|^2} \quad \text{с.}$$

Отметим, что в принятых безразмерных единицах E представляет собой отношение энергии вертикального движения нейтрона к граничной энергии μH_0 , т.е. для нейтронов, удерживаемых ловушкой $E_n \leq 1$, а ν равно отношению горизонтальной компоненты импульса к граничному $k_{gp} = 1/\lambda$. Оценка интеграла \int_{E_n, E_n}^{\pm} в двух предельных случаях: 1) $E_n \approx 1$, 2) $\Delta E = E_n - E_{min} \ll 1$ - приводит к следующим выражениям для времени жизни нейтрона в ловушке [8]:

$$\tau = \frac{\pi g t_0}{k^2 \nu^2} \quad \text{с. при } E_n \approx 1;$$

$$\tau = \frac{32\pi\sqrt{\Delta E} E_n z_0}{k^2 v^2 \sqrt{g} \Gamma^2\left(\frac{3}{2}\right) \left(\frac{k}{g}\right)^{3/4}} \text{ с. при } \Delta E = E_n - E_{\min} \ll 1.$$

Рассмотрим случай, когда $d = 2$ см, $H_0 = 3$ кгс. Если $v \sim 1$, т.е. энергия горизонтального движения порядка граничной энергии μH_0 , то при $E_n \approx 1$ $\tau \approx 5 \cdot 10^{-2}$ сек. Такие нейтроны плохо удерживаются ловушкой, т.к., попадая в область слабого магнитного поля (при больших z), их спин не успевает следить за изменением направления магнитного поля. Однако при $v \rightarrow 0$, т.е. в случае почти строго вертикального движения, вероятность деполаризации будет мала, т.к. мала скорость горизонтального движения и такие нейтроны хорошо будут удерживаться ловушкой.

При $E_n - E_{\min} \ll 1$ $\tau \approx 10^8 \sqrt{E_n - E_{\min}}$; ($E_n - E_{\min} > 10^{-7}$), т.е. нейтроны, движущиеся почти горизонтально, хорошо удерживаются ловушкой, т.к. все время находятся в области сильного поля.

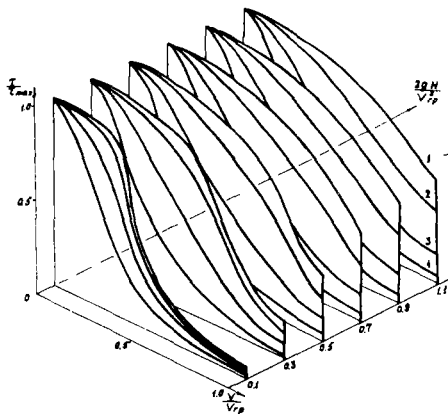


Рис. 1. Зависимость τ / z_{\max} для цилиндрической ловушки.

Поле тяжести направлено вдоль оси цилиндра:

1 - $2gR/v_{\uparrow}^2 = 10$; 2 - $2gR/v_{\uparrow}^2 = 0,5$; 3 - $2gR/v_{\uparrow}^2 = 0,2$;

4 - $2gR/v_{\uparrow}^2 = 0,05$

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю.Д.Косвинцев и др. Сообщение на III конференции по нейтронной физике. Киев, 1975.
2. В.К.Игнатович, Г.И.Терехов. Сообщение ОИЯИ, Р4-9567, Дубна, 1976.
3. В.В.Владимирский. ЖЭТФ, 39, 1062, 1960.
4. И.М.Матора, О.А.Стрелина. Препринт ОИЯИ, Р3-5902, Дубна, 1971.
5. И.М.Матора. ЯФ, 16, 624, 1972.
6. V.K.Ignatovich. Preprint JINR, E4-8404, Дубна, 1974.
7. Ю.Г.Абов и др. ИТЭФ-44, 1976.
8. В.К.Игнатович, Г.И.Терехов. Сообщение ОИЯИ, Р4-10102, Дубна, 1976.

МАГНИТНАЯ ЛОВУШКА ДЛЯ УДЕРЖАНИЯ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

П.Г.Аверьянов, Ю.Ю.Косвинцев, Ю.А.Кушнир,
В.И.Морозов, И.А.Плотников

(НИИ атомных реакторов им. В.И.Ленина)

Рассмотрен принцип работы и конструкция магнитной ловушки для удержания УХН. Приведены результаты эксперимента по накоплению и хранению ультрахолодных нейтронов в замкнутой магнитной полости.

A MAGNET TRAP FOR UCN HOLDING

The design and operational principle of a magnetic trap for ultracold neutrons are considered. The experimental results on the accumulation and storage of ultracold neutrons in the space confined by a magnetic field are presented.

На возможность удержания нейтронов в магнитных полях специальной конфигурации впервые было указано В.В.Владимирским [1]. Если нейтрон ввести внутрь замкнутой магнитной полости, у которой поле возрастает от центра к периферии, то он будет храниться в ней, пока его спин направлен по полю и энергия $E_{\text{спин}} < E_{\text{макс}}$, где $E_{\text{макс}}$ — максимальная напряженность поля на границе полости. Необходимым условием удержания является сохранение ориентации спина нейтрона относительно направления поля.

Переворот спина (деполяризация) приведет к изменению знака взаимодействия нейтрона с полем и выходу нейтрона из области удержания. В дальнейшем был опубликован ряд работ, посвященных как теоретическому анализу задачи [2-4], так и описанию проектирующихся или строящихся магнитных ловушек [5-7]. Главной целью, стимулировавшей работы в этом направлении, являлась возможность прямого измерения времени жизни свободного нейтрона при помощи таких ловушек. Экспериментальные работы по изучению взаимодействия ультрахолодных нейтронов (УХН) с магнитными полями были начаты на реакторе СМ-2 [8-10]. Результаты проведенных исследований подтвердили реальность создания магнитной ловушки для удержания ультрахолодных нейтронов. Это дало основание приступить к разработке и изготовлению на

реакторе СМ-2 магнитной ловушки для удержания УХН. Ловушка аналогичной конструкции была ранее предложена и описана в работе [7].

Основной частью ловушки на реакторе СМ-2 является магнитная система, представляющая собой сочетание горизонтального и вертикального магнитных зеркал, предложенных В.В.Владимирским (рис. 1). Для ограничения движения нейтронов в вертикальном направлении служит нижнее горизонтальное зеркало (1). Зеркало изготовлено из стали 10 в виде плоского диска ϕ 800 мм и толщиной 29 мм, на котором укреплено семь концентрических полюсов высотой 83 мм и толщиной 25 мм. Ширина кольцевого зазора между полюсами 25 мм. Обмотки зеркала выполнены медной шиной сечением 2×6 мм². Между полюсами зеркала и обмотками установлены вертикальные текстолитовые изолирующие прокладки. Полное число витков в одной обмотке - 88. Ограничение движения нейтронов в горизонтальном направлении производится боковыми магнитными стенками ловушки. Вертикальное зеркало (2), изготовленное из стали 3, состоит из цилиндрического панциря ϕ 800 мм, толщиной 12 мм и четырех полюсов, выполненных в виде колец с внешним и внутренним диаметрами соответственно 800 и 640 мм. Толщина колец - 22 мм. В пазах между полюсами уложены три обмотки. Полное число витков: в нижней обмотке - 110, в средней - 64, в верхней - 36.

Центральная часть зеркала (3), включающая в себе два полюса и две обмотки, представляет автономный узел, играющий роль магнитной пробки. При наполнении ловушки нейтронами пробка опускается вертикально вниз, открывая в центре зеркала отверстие ϕ 165 мм для входа нейтронов. После окончания цикла наполнения пробка возвращается в верхнее положение и магнитная полость ловушки замыкается.

Обмотки вертикального и горизонтального зеркала включены между собой последовательно. Оптимальный ток через обмотки зеркал - 110 а, полная мощность, выделяющаяся в обмотках, - 20 квт. Магнитная пробка ловушки имеет автономное питание от отдельного генератора, потребляя ток 120а и электрическую мощность 1,5 квт.

Горизонтальное зеркало ловушки охлаждается трансформаторным маслом, циркулирующим со скоростью 8 л/мин.

Масло охлаждается технической водой с расходом 20 л/мин. Вертикальное зеркало ловушки и магнитная пробка охлаждаются сжатым воздухом под давлением 2-3 атм. При циклической эксплуатации ловушки с рабочим временем 3 мин и паузой для охлаждения 10 мин разогрев обмоток не превышает 75°C. При указанных параметрах магнитное поле на расстоянии 2 мм от плоскости полюсов горизонтального зеркала составляет 2,5 кга.

Из формы потенциальной ямы (рис. 2), возникающей при сложении магнитного и гравитационного потенциалов, можно заключить, что в ловушке должны удерживаться нейтроны с энергией в диапазоне 6,3-15 нэв.

Ультрахолодные нейтроны широкого спектра (50-172) нэв, получаемые на установке для извлечения УХН, поступают в ловушку по нейтроноводу (2), изготовленному из электрополированных нержавеющей труб \varnothing 90 мм (рис. 3). Заполнение ловушки нейтронами производится через двойную поворотную заслонку (3), управляемую при помощи электромагнитов. Перед началом цикла заполнения ловушки входная заслонка (3) открывается и закрывается выходная заслонка (5), предназначенная для вытекания на детектор удержанных УХН. Магнитная пробка (6) при этом находится в самом нижнем положении и нейтроны свободно поступают в вакуумную камеру (4). После окончания цикла заполнения заслонка (3) закрывается и одновременно начинается движение магнитной пробки вверх. Движение осуществляется через шток (7). По окончании цикла удержания нейтронов пробка перемещается вниз, открывается выходная заслонка (5) и нейтроны вытекают на детектор (9).

Для регистрации нейтронов применен газовый пропорциональный счетчик на основе He^3 с входным окном из алюминиевой фольги площадью 60 см² и толщиной 100 мк.

В эксперименте исследовалась зависимость числа нейтронов, сохранившихся в объеме ловушки от времени удержания. Магнитная ловушка была поднята относительно выходного патрубка установки так, что расстояние между плоскостью полюсов нижнего зеркала и патрубком составляло 130 см. Вся поверхность вакуумной камеры, за исключением кольцевой полосы шириной 3 см в области центрального отверстия горизонтального зеркала, была покрыта поглотителем УХН (полиэтиленом).

В проводившемся эксперименте время накопления УХН состав-

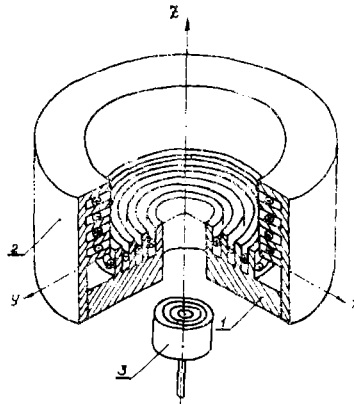


Рис. 1. Принципиальная схема магнитной ловушки:
 1 - нижнее магнитное зеркало; 2 - боковое магнитное зеркало;
 3 - магнитная пробка

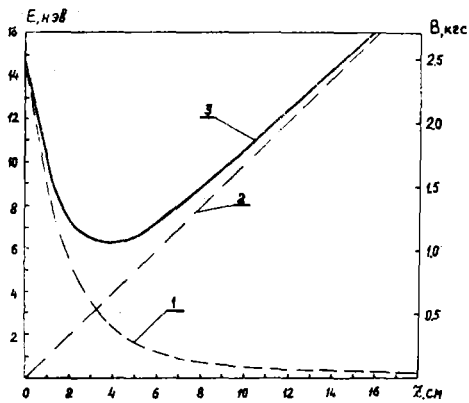


Рис. 2. Потенциальная энергия взаимодействия нейтрона с магнитным и гравитационным полем:
 1 - энергия взаимодействия нейтрона с магнитным полем;
 2 - энергия взаимодействия нейтрона с гравитационным полем;
 3 - полная энергия взаимодействия

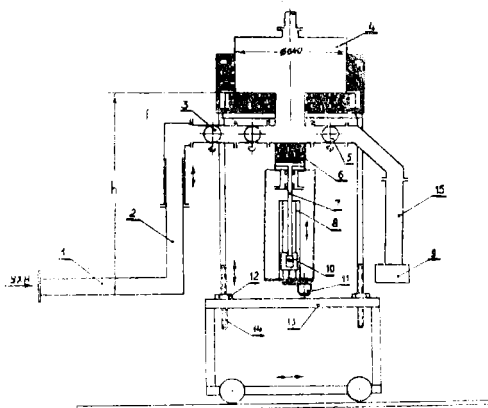


Рис. 3. Схема магнитной ловушки: I - выходной патрубок установки для получения УХН; 2 - нейтронотвод; 3 - двойная поворотная заслонка; 4 - вакуумная камера; 5 - выходная заслонка; 6 - магнитная пробка; 7 - шток; 8 - направляющие полозья; 9 - детектор; 10 - каретка; 11 - электродвигатель перемещения пробки; 12 - опорные гайки; 13 - платформа; 14 - опорные стержни; 15 - вертикальный нейтронотвод

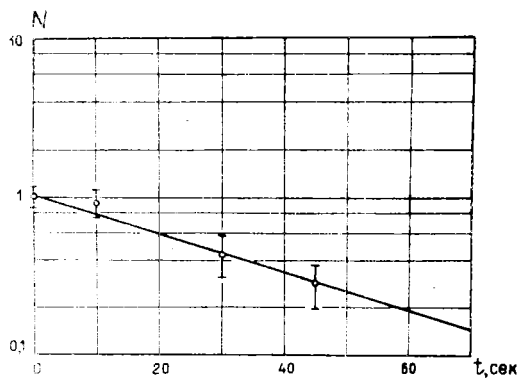


Рис. 4. Зависимость числа сохранившихся в магнитной ловушке нейтронов от времени удержания при включенном поле зеркал и магнитной пробки

ляло 60 сек, время регистрации 20 сек. Измерения проводились для случаев, когда:

- а) поле зеркал и магнитной пробки было отключено;
- б) поле зеркал и магнитной пробки включено.

При отключенном поле число накопленных нейтронов вместе с фоном составило $0,36 \pm 0,06$ нейтр при фоне $0,36 \pm 0,01$ нейтр, что указывает на отсутствие накопления нейтронов в данных условиях. Результаты эксперимента с включенным полем показаны на рис. 4. За один цикл наполнения в ловушке накапливается $1 \pm 0,15$ нейтр, время удержания составляет 35 ± 10 сек. Полученные результаты свидетельствуют о хранении нейтронов в магнитной ловушке.

ЛИТЕРАТУРА

1. Владимирский В.В. ЖЭТФ, 1065, 1960.
2. И.М.Матора, О.А.Стрелина. Препринт ОИЯИ. Р-3-5902, Дубна, 1971.
3. И.М.Матора. ЯФ, 16, с.624, 1972.
4. V.K.Ignatovich. Preprint IINR, E4-8404, Dubna, 1974.
5. V.Martin. Dissertation, Bonn, 1975.
6. K.I.Kugler. Diplomarbeit, 1975.
7. Ю.Г.Абов, В.Ф.Белкин, В.В.Васильев, В.В.Владимирский, П.А.Крупчицкий В.К.Рисухин. Препринт ИТЭФ-44, 1976.
8. Ю.Ю.Косвинцев, Ю.А.Кушнир, В.И.Морозов. Письма ЖЭТФ, 23(2), с.135, 1976.
9. Ю.Ю.Косвинцев, Ю.А.Кушнир, В.И.Морозов. Письма ЖТФ, 2, с.293, 1976.
10. Ю.Ю.Косвинцев, Ю.А.Кушнир, В.И.Морозов, Г.И.Терехов. Препринт НИИЯР, П-15(281), 1976.

ХРАНЕНИЕ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ НА МЕДНОЙ ПЛОСКОСТИ

Д.Д.Косвяцев, Д.А.Кушир, В.И.Мерзлов

(НИИ атомных реакторов им. В.И.Ленина)

Приведены результаты эксперимента по хранению УХН с энергией 0 - 10 нэВ на медной горизонтальной плоскости. Время хранения составило 300 сек.

A STORAGE OF UCN ON THE COPPER PLATE

Some experimental results are presented on storing ultracold neutrons with the energies from 0 to 10 neV on horizontal copper plane. The obtained ultracold neutrons storage time was about 300s.

К настоящему времени самым изученным материалом с точки зрения хранения УХН является медь [1 - 5]. Наиболее детальное исследование процесса хранения УХН в медных сосудах было проведено в работе [4], автором которой удалось изучить экспериментальную зависимость $M(\nu)$ от скорости ν удерживаемых нейтронов ($M(\nu)$ - усредненный по углам падения коэффициент поглощения УХН при ударе о стенки сосуда).

Результаты [4] показали, что значения экспериментальных коэффициентов поглощения в 2,6 раза превышают расчетные во всем диапазоне энергии УХН. Однако, несмотря на имеющееся превышение, по абсолютной величине полученные значения сравнительно невелики. Это позволяет надеяться, что при хранении УХН со скоростью $\nu \ll \nu_{tr}$ в ловушке, форма которой близка к оптимальной (горизонтальная плоскость), время хранения удастся довести до нескольких сотен секунд. При этом становится возможным проведение эксперимента по измерению времени свободного нейтрона согласно методике, предложенной в работе [6].

Для изучения процесса хранения УХН, в условиях приближающихся к хранению на горизонтальной плоскости, использовалась установка, схематически показанная на рис. 1. Основной частью установки является цилиндрический сосуд (I), изготовленный из электрополированной меди. Высота сосуда 20 см, диаметр 61 см. Напуск и вытекание сохранившихся в сосуде нейтронов происходит

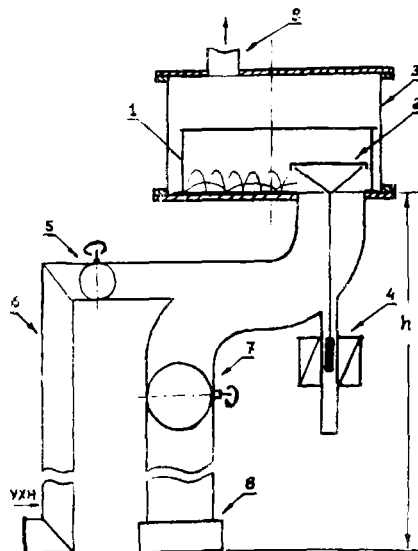


Рис. 1. Схема установки для хранения нейтронов: 1 - сосуд хранения; 2 - тарелочная заслонка; 3 - вакуумный кожух; 4 - соленоид; 5 - входная заслонка; 6 - нейтронвод; 7 - заслонка детектора; 8 - детектор; 9 - патрубок откачки. Пунктир-траектории нейтронов

через отверстие в дне \varnothing 14 см. Отверстие плотно закрывалось тарелочной заслонкой (2), управляемой соленоидом (4). Для уменьшения времени наполнения сосуда нейтронами на стержне заслонки был установлен медный рассеивающий кокус. Весь сосуд хранения установлен в вакуумный кожух (3), изготовленный из нержавеющей стали.

Заполнение сосуда нейтронами производилось по нейтронводу (6) через поворотную заслонку (5). Высота подъема сосуда (4) могла изменяться без нарушения вакуума в установке. "Вытекание" УХН из сосуда на детектор (8) происходило через поворотную заслонку (9). Детектором УХН служил газовый пропорциональный счетчик на основе He^3 с алюминиевым входным окном площадью 300 см^2 .

Откачка установки производилась диффузионным насосом через патрубок (9). Предельный вакуум в сосуде хранения составлял $10^{-4} - 10^{-5}$ тор.

В проводившемся эксперименте исследовалось хранение УХН с энергией 0 - 10 нэВ. Для определения верхней границы спектра накачиваемых в сосуде нейтронов предварительно была изучена зависимость числа нейтронов, накопленных в сосуде, от высоты его подъема 4. Результаты измерений приведены на рис. 2. Из рисунка видно, что накопление нейтронов прекращается, когда высота подъема сосуда достигает 172 см. Отсюда можно заключить, что если высота подъема не превышает 162 см, то энергия УХН, накачиваемых в сосуде, не превышает ~ 10 нэВ. При этом нейтроны в процессе хранения испытывают удары главным образом о дно сосуда.

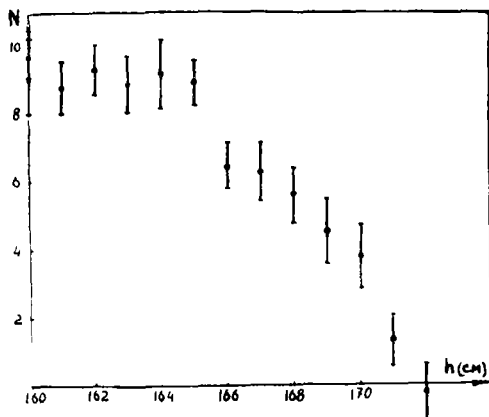


Рис. 2. Зависимость числа накопленных в сосуде нейтронов от высоты подъема

Кривая хранения УХН с энергией 0 - 10 нэВ приведена на рис. 3. Среднее время хранения составило 300 ± 40 сек, т.е. в 2 раза меньше ожидаемого. Действительно, с учётом поглощения УХН на боковых стенках время хранения в применявшемся сосуде (5) может быть выражено, как

$$\tau \approx \frac{1}{\lambda_p + \eta \left(\frac{g}{v_{гр}} + 0,4 \frac{v_{гр}}{R} \bar{v}^2 \right)},$$

где λ_p - постоянная распада нейтрона;

R - радиус дна сосуда;

\bar{v} - средняя скорость нейтронов; $\eta = \frac{\sigma_3 + \sigma_{н\mu}}{2B\lambda}$;

g - ускорение свободного падения;

σ_3 - длина рассеяния; λ - длина волны нейтрона;

$\sigma_3, \sigma_{н\mu}$ - сечения захвата и неупругого рассеяния.

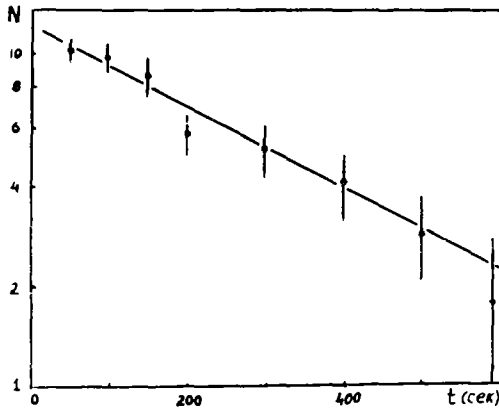


Рис. 3. Кривая хранения УХН в сосуде

Полагая, в соответствии с результатами [4], что $\eta_{\text{эксп}} = 3,74 \cdot 10^{-4}$, получим, что время хранения должно составлять ~ 600 сек ($\bar{v} = 1$ м/сек).

Полученное расхождение может объясняться многими причинами. Не исключено, например, что на поверхности сосуда имелась масляная пленка или сильно захватывающие примеси в количестве большем, чем на стенках медных труб, применявшихся для хранения в работе [4]. Возможно также, что поверхность медных труб была менее шероховата, чем поверхность сосуда, использовавшегося в настоящей работе.

Тем не менее, достигнутое время хранения (~ 300 сек) довольно велико. По-видимому, грубые оценки времени жизни нейтрона возможны уже с помощью медных сосудов. В дальнейшем представляет интерес определение максимального времени хранения УХН в сосудах из стекла, алюминия и бериллия.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л.В.Грошев и др. Препринт ОИЯИ РЗ-5392, Дубна, 1970.
2. Л.В.Грошев и др. Препринт ОИЯИ РЗ-7282, Дубна, 1973.
3. A. Steyerl, W.D.Trustedt, Z.Physik, 267, p.379 (1974).
4. Л.В.Грошев и др. Материалы конференции по нейтронной физике, Киев, 1975.
5. В.К.Игнатович, Г.И.Терехов, Сообщение ОИЯИ. Р4-9567, Дубна, 1976.
6. Д.Д. Косвинцев и др. ПТЭ (в печати).

УСТАНОВКА ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ И НЕКОТОРЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ
ПО ПРОПУСКНИЮ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ
НА РАДИАЛЬНОМ КАНАЛЕ РЕАКТОРА ВВР-К

Б.В.Ахметов, Д.К.Раипов, В.А.Конко, Б.Б.Кулагин,
Н.Ф.Мачнев, А.В.Стрелков, Л.И.Третьяков
(ИЯЭ АН Казахской ССР, ОИЯИ)

Описана установка для получения ультрахолодных нейтронов на радиальном канале реактора ВВР-К. Приведены результаты измерений интегрального спектра от гидридциркониевого конвертора и пропускания ультрахолодных нейтронов через алюминий в некоторые газы.

A SOURCE OF ULTRACOLD NEUTRONS AND TRANSMISSION MEASUREMENTS IN THE RADIAL CHANNEL OF THE REACTOR VVR-K

Installation for extracting ultra-cold neutrons from the radial canal of stationary reactor is described. The results of measurements for integral spectrum from ZrH_2 converter and transmission of ultra-cold neutrons through aluminium and some gases are given.

В обзоре [1] даны используемые в экспериментальной практике способы получения ультрахолодных нейтронов (УХН). Для расширения исследований с ультрахолодными нейтронами на реакторе ВВР-К [2,3] создана в сентябре 1975 г. установка для получения УХН на горизонтальном радиальном канале № 1.

В данной работе сообщаются описание этой установки и первые результаты измерений по пропусканию УХН.

Схема установки показана на рис.1. Замедлителем-конвертором УХН служит диск из гидрида циркония ZrH_2 , толщиной 5 мм. Поток тепловых нейтронов в месте расположения конвертора составляет $2 \cdot 10^{13}$ см⁻²сек.⁻¹ Транспортировка УХН от конвертора осуществляется с помощью цилиндрического нейтронвода из электрополированной нержавеющей стали длиной 4 м и диаметром 9 см. Граничная энергия стенок нейтронвода равна 187 нэв. Чтобы существенно уменьшить размеры наружной защиты от прямого пучка и тем самым сократить длину нейтронвода, вместо стандартного шибера канала была изготовлена эквивалентная защитная пробка. Нейтронвод в защитной пробке имеет два поворота под углом 30° и поднят относительно оси радиального канала на высоту 24 см с целью защиты от прямого пучка. Конвертор охлажда-

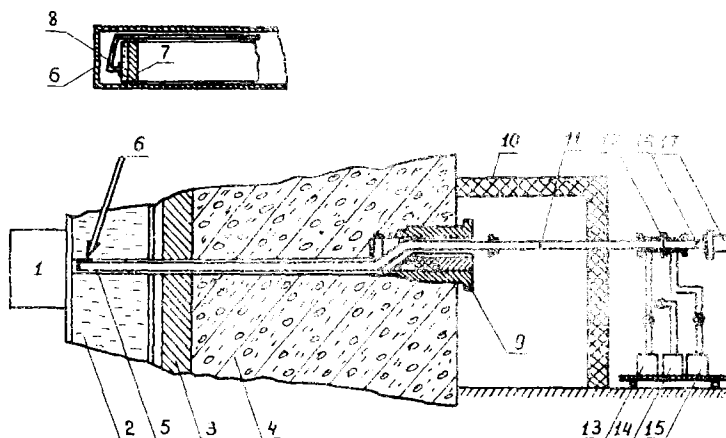


Рис.1. Схема экспериментальной установки на радиальном канале № I реактора ВВР-К: 1-активная зона; 2,3,4-соответственно водная, чугунная и бетонная защита реактора; 5-горизонтальный радиальный канал; 6-начальный участок нейтроновода; 7-гидридциркониевый конвертор; 8-трубки водяного охлаждения конвертора; 9-защитная пробка; 10-дополнительная защита; 11-поворот нейтроновода под углом 30° ; 12-алюминиевая фольга толщиной 60 мкм; 13,14,15-вакуумные магнитно-электроразрядный, цеолитовый и диффузионный насосы; 16-медная шторка; 17-детектор УХН

дается проточной водой и имеет температуру $\sim 50^\circ\text{C}$. Нейтроновод от подсоединяемых экспериментальных устройств отгорожен алюминиевой фольгой 60 мкм с целью сохранения необходимого вакуума. Нейтроновод откачивается насосом НЭМ-100 до давления 10^{-6} тор. Регистрация УХН осуществляется пропорциональным счетчиком с He_3 , имеющим входное алюминиевое окно площадью 60см^2 [4]. Счет УХН составлял $139 \pm 2 \text{сек}^{-1}$ при фоне 50%. Через 6 месяцев работы установки счет УХН упал на 20%. Интегральный спектр УХН, измеренный гравитационным спектрометром [5], показан на рис.2. Сплошной линией изображен спектр, рассчитанный в предположении максвелловского распределения.

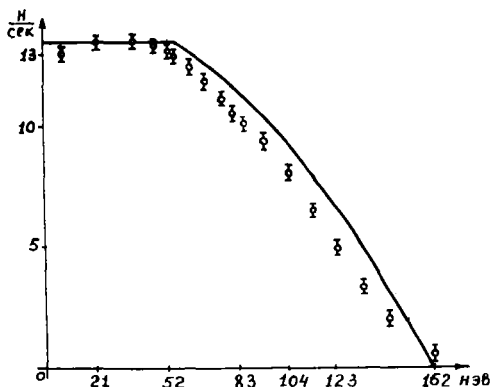


Рис.2. Интегральный спектр УХН

Из рис.2 видно, что энергетический спектр УХН имеет верхнюю границу, равную 162 нэв, которая меньше граничной энергии меди (172 нэв). Это объясняется тем, что энергетический спектр УХН смещен на 25 нэв в результате подъема нейтроновода на высоту 24 см относительно радиального канала.

Счет УХН пропорциональным счетчиком, закрытым полиэтиленовой пленкой (поглотитель УХН) с окном 1 см^2 и медной фольгой (отражатель УХН) с окном той же площади, составил соответственно $3,9 \pm 0,1 \text{ сек}^{-1}$ и $16,8 \pm 0,1 \text{ сек}^{-1}$ при счете $139 \pm 2 \text{ сек}^{-1}$ на полную рабочую поверхность счетчика (60 см^2).

Для отработки методики изучения взаимодействия УХН с веществом проведены предварительные измерения пропускания УХН через алюминий. Измерения проводились на двух алюминиевых слоях толщиной 0,1 и 0,5 мм с целью исключения вклада поверхностных эффектов при температуре образцов 300°К . Коэффициент пропускания УХН через алюминиевый слой толщиной 0,4 мм равен $0,43 \pm 0,04$. С учетом закона $\frac{1}{e^{\mu x}}$ расчетное значение коэффициента пропускания через слой $0,52 \pm 0,09$.

На рис.3 показаны результаты первых измерений пропускания УХН через некоторые газы. Газовая камера диаметром 9 см имела толщину 5 см и два алюминиевых окна (60 мкм). Энергетическая зависимость взаимодействия УХН с газами существенно

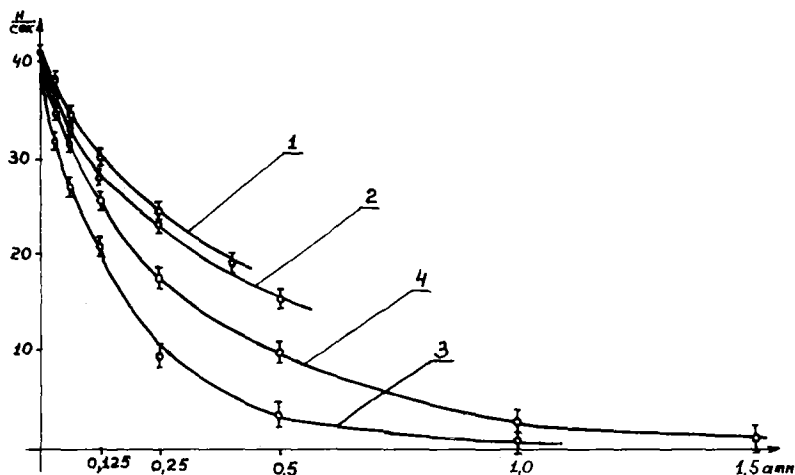


Рис.3. Зависимость счета УХН от давления водорода:
 1-пароводорода ($T=80^{\circ}\text{K}$); 2-пароводорода
 ($T=300^{\circ}\text{K}$); 3-обычного водорода ($T=80^{\circ}\text{K}$);
 4- то же ($T = 300^{\circ}\text{K}$)

отличается от их взаимодействия с кристаллами. Это объясняется тем, что кинетическая энергия молекул газа много больше энергии УХН.

Литература

1. Шапиро Ф.Л. Сообщение ОИЯИ, РЗ-7135, Дубна, 1973г.
2. Ахметов Е.З., Голиков В.В., Кампов Д.К., Конкс В.А. Сообщение ОИЯИ, РЗ-8470, Дубна, 1974г.
3. Ахметов Е.З., Кампов Д.К., Конкс В.А., Луцкиев В.И., Покотилловский Ю.Н., Стрелков А.В. "Атомная энергия", 1974, т.37, с.35-38.
4. Стрелков А.В. Эксперименты по извлечению из реактора и хранению ультрахолодных нейтронов. Автореферат диссертации, ОИЯИ, З-5937, Дубна, 1971г.
5. Ахметов Е.З., Кампов Д.К., Конкс В.А. В кн.: Нейтронная физика. Ч.2. М., с.150 (ЦНИИатоминформ).

ИСТОЧНИКИ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

Е.З.Ахметов, Д.К.Каипов, В.А.Конкс,
А.В.Стрелков, Л.И.Третьяков
(ИЯФ АН Казахской ССР, ОИЯИ)

На сквозном горизонтальном касательном в активной зоне канале реактора ВВР-К проводится систематическое экспериментальное изучение выходов УХН из различных замедлителей-конверторов. Результаты измерений обсуждаются, сопоставляются с имеющимися данными других авторов и теоретическими расчетами выходов УХН из конверторов.

A SOURCES OF ULTRACOLD NEUTRON ON REACTOR VWR-K*

In a straight-through horizontal tangent channel reactor systematic experimental studies ultracolds neutrons (UCN), yielding from various converters are performed. The results of measurements are discussed, with data another authors and theoretical calculations of yields UCN from converters are compared.

Наибольшее распространение получили способы непосредственного извлечения ультрахолодных нейтронов (УХН)-нейтронов со скоростями до $\sim 6 \text{ мс}^{-1}$ - из замедлителей реактора по горизонтальным или вертикальным нейтроноидам с отражающими стенками [1]. Из замедлителя могут выходить только УХН, образовавшиеся в поверхностном слое толщиной порядка средней длины свободного пробега УХН. Этот слой замедлителя, называемый конвертором УХН, по конструктивным соображениям отделяют от основной массы замедлителя и помещают внутри начального участка нейтроноида у активной зоны реактора в максимально доступном потоке тепловых нейтронов.

Замедлитель-конвертор является одним из основных элементов установок для получения УХН, определяющим их интенсивность и связанный с ней возможный круг исследований с УХН. Поэтому изучение выходов УХН из замедлителей-конверторов представляет интерес как для выбора оптимального в данных условиях конвертора, так и для более глубокого понимания процессов, приводящих к образованию УХН.

Теоретический расчет выходов УХН из различных конверторов, частичная экспериментальная проверка этих расчетов даны в работах [2-5].

Установка для получения УХН [4] на скворном горизонтальном касательном к активной зоне стационарного реактора ВВР-К конструктивно удобна для проведения систематического экспериментального изучения выходов УХН из замедлителей-конверторов. На ней измерены сравнительные выходы УХН из алюминиевого, магниевого, гидридироксидного конверторов [4], а также из водяного, газового конверторов с алюминиевым окном и замороженных водородсодержащих жидкостей на холодную подложку [5]. Получены зависимости выходов УХН от температуры этих конверторов.

На рис. 1 представлена схема газового конвертора и его расположение в канале.

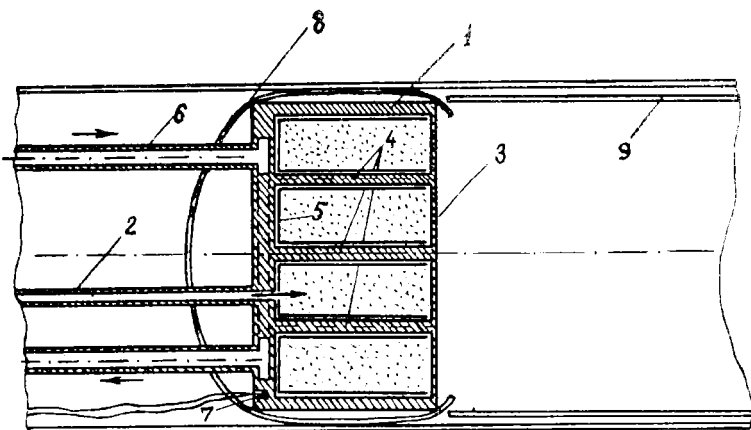


Рис. 1. Схема газового конвертора УХН: 1 -алюминиевый корпус конвертора; 2-трубка для подачи газа в конвертор; 3-окно для выхода УХН из газа в нейтронный канал /алюминий - 0,25 мм/; 4-поддерживающие стержни; 5-медная фольга; 6-трубки системы охлаждения; 7-термопара; 8-пружина; 9-нейтронный канал УХН

Конверторы диаметром 17,5 см и толщиной до нескольких длин свободного пробега УХН в материале конвертора помещались поочередно со стороны, противоположной медному нейтроноводу. Твердые замедлители крепились к подложке, к которой по трубкам подавался жидкий азот (либо — проточная вода) для охлаждения конвертора. Герметичные цилиндрические алюминиевые ампулы водяного (толщина 2 см) и газового (толщина 9 см) конверторов имели тонкую торцовую стенку (0,25 — 0,3 мм). Влияние добавочного выхода УХН из внутренних стенок алюминиевой ампулы на измерение выхода УХН из газа исключалось путем покрытия всей внутренней поверхности (кроме тонкой торцовой части) медной фольгой толщиной 50 мкм.

Поток тепловых нейтронов на конверторе при мощности реактора 10 Мвт составлял $\sim 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$. Температура конверторов контролировалась термонапарой медь-константан. УХН, образующиеся в замедлителе-конверторе, распространялись по электрополированному медному нейтроноводу диаметром 18 см и длиной ~ 6 м. Для регистрации использовались как сцинтилляционные на основе Li^6 , так и пропорциональные с He^3 счетчики. Для определения фона счетчики перекрывались медной (~ 10 мкм) вторичной.

Для твердых конверторов измеренные отношения выходов УХН $\text{Al}(400^\circ\text{K}) : \text{Mg}(400^\circ\text{K}) : \text{ZrH}_{1,9}(100^\circ\text{K})$ соответственно 1:2-4:12 согласуются с экспериментальными данными в [3]. Зависимость выхода УХН от температуры для Al и Mg конверторов совпадает с расчетной [2]; для $\text{ZrH}_{1,9}$ при охлаждении конвертора от 300 до 80°K наблюдается увеличение выхода УХН всего в 1,6 раза вместо 4,1 по расчету [2]. Это, как и в [3], может объясняться наличием в нем неоднородностей размером порядка длины волны УХН, а также частичным выходом водорода из гидрида.

Измерения с алюминиевыми конверторами разной формы с площадью, равной сечению нейтронновода и в ~ 2 раза большей, дали в пределах ошибок совпадающие скорости счета УХН.

Из твердых конверторов наибольшим выходом УХН обладает гидрид циркония, однако с течением времени постепенное обеднение водородом поверхностного слоя приводит к уменьшению выхода УХН, а охлаждение его до температуры 80°K не эффективно.

Для водорода и воды при температуре 300°K выходы УХН совпадают. При охлаждении водорода до 80°K и намораживании

воды на подложку при 80°K выход УХН увеличивается соответственно в 3,2 раза и 17 раз. Этот результат для водорода находится в пределах расчетных значений увеличения выхода при таком изменении температуры, а для замороженной воды превышает расчетное значение почти в 2 раза.

Конвертор из газообразного водорода является практически удобным источником УХН при использовании его на высокопоточном реакторе. Однако потери в результате отражения УХН от стенки алюминиевого окна конвертора не позволяют получить выход УХН из обычного водорода, существенно превышающий выход УХН с открытой поверхности гидрида циркония. Конвертор с замороженной на подложку при 80°K водой обладает максимальным выходом УХН (в 23 раза больше, чем алюминий) и в настоящее время наиболее перспективен.

Согласно расчету [5] выход УХН (с учетом пропускания окна алюминиевой ампулы) из газообразного пароводорода при температурах 20° и 80°K соответственно почти в 30 и 15 раз должен превышать выход УХН из обычного водорода при 300°K и в 1,5 раза выход УХН из замороженной на подложку при 80°K воды.

Для проверки этого факта и возможности использования параводорода как конвертора УХН выполнены первые сравнительные измерения выходов УХН.

Измерения проводились с газовой ампулой (см. рис. 1). УХН регистрировались двухкамерным пропорциональным счетчиком с He^3 и суммарной площадью входного алюминиевого окна камер 220 см^2 .

Результаты измерений представлены на рис. 2.

Выход УХН из параводорода при давлении 1 атм и температуре 80°K оказался всего в ~ 10 раз больше выхода УХН из обычного водорода при 300°K . Выход УХН из слоя ($0,05 \text{ г. см}^{-2}$) замороженной на наружную торцевую поверхность газовой ампулы воды при 80°K в 2 раза больше, чем из параводорода.

Причиной такого расхождения с расчетом [5] измеренной величины относительного выхода УХН из параводорода могло быть наличие примеси ортоводорода, которое непосредственно при измерениях не контролировалось. Однако, по данным работы [6], при 77°K отсутствует заметная конверсия пара в ортоводород в полях гамма-(при дозах $8 \cdot 10^6 \text{ рад}$) и нейтронных (с $E_n > 1 \text{ Мэв}$ при $5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$) излучений. Наши измерения после разогрева ампулы с параводородом подтвердили быструю конверсию пара в

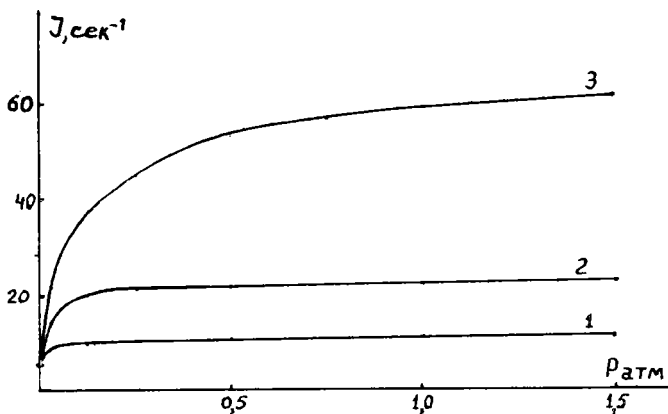


Рис.2. Зависимость интенсивности регистрации УХН J (сек^{-1}) от P -давления (атм) и температуры наполняющих конвертор газов: 1-водород и параводород при 300°K ; 2-водород при 80°K ; 3-параводород при 80°K

ортоводород при нагреве свыше 400°K .

Из полученных результатов следует, что параводород при температуре 80°K обладает значительным выходом УХН и может быть использован как конвертор УХН. Наибольший же выход УХН получен с замороженным водяным конвертором, использование которого и пропорционального счетчика с He^3 (входное окно 220 см^2) позволило довести скорость счета УХН до $\sim 500 \text{ сек}^{-1}$.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Ф.Л.Шапиро. Сообщение ОИЯИ, РЗ-7135, Дубна, 1973.
2. В.В.Голиков, В.И.Луциков, Ф.Л.Шапиро. Препринт ОИЯИ, РЗ-6556, Дубна, 1972.
3. Л.В.Грошев и др. Препринт ОИЯИ, РЗ-7282, Дубна, 1973.
4. Е.З.Ахметов и др. Атомная энергия, 1974, 37, с.35-38.
5. Е.З.Ахметов и др. Сообщения ОИЯИ, РЗ-8470, Дубна, 1974.
6. J.W.Cornant et al. Cryogenics, January 1975, p.12-16.

ИССЛЕДОВАНИЯ С МЕДЛЕННЫМИ И УЛЬТРАХОЛОДНЫМИ НЕЙТРОНАМИ

А.В.Антонов, А.И.Исаков, В.Н.Ковыльников, Н.В.Линькова,
И.В.Мешков, В.И.Мижеров, А.Д.Перекрестенко, С.А.Старцев,
А.А.Тихомиров, В.Н.Петров, А.П.Крыков

(ФИАН СССР)

Описаны опыты по накоплению и транспортировке ультрахолодных нейтронов (УХН) на импульсном реакторе типа ИИН; характеристики гравитационного спектрометра УХН и медленных нейтронов; результаты теоретических исследований, связанных с аномальной утечкой УХН из ловушек.

STUDIES WITH SLOW AND ULTRACOLD NEUTRONS

Ultracold neutron (UCN) storage experiments performed at the pulsed reactor, characteristics of the gravitational UCN spectrometer are described. Some results of the theoretical investigation of the anomalous UCN escape from the neutron bottles are discussed.

Метод получения газа из УХН на импульсном реакторе типа ИИН был впервые предложен в ФИАН А.В.Антоновым, А.И.Исаковым и др. /1/. В этом методе при получении газа из УХН в качестве нейтронного источника используется мощный импульсный реактор. Реактор ИИН излучает за импульс длительностью $(2-5) \cdot 10^{-3}$ сек в полный телесный угол 10^{17} н. Большой выход нейтронов, малая длительность импульса, хорошее использование реакторных нейтронов позволяют накапливать в ловушке $\sim 10^5$. Для реализации метода в ФИАН была создана экспериментальная установка (рис.1). Система детекторов регистрирует ~ 250 н при потоке быстрых нейтронов на замедлитель $\sim 9,5 \cdot 10^{12}$ см⁻² и накоплении УХН в медной ловушке объемом 50л (фон запаздывающих нейтронов < 10 н). Среднее время удержания нейтронов при открытых отверстиях на детекторы по результатам нескольких серий экспериментов составило ~ 30 сек, а в замкнутой ловушке — до 140 сек. Оценки показывают, что к началу измерений в ловушке остается более $2 \cdot 10^3$ н, а сразу после накопления — $5 \cdot 10^3$ н, что соответствует плотности 100 н/л. Увеличение как числа, так и плотности накопленных нейтронов возможно путем увеличения используемого телесного угла и охлаждения конвертора до более низких температур. На усовершенствованной установке число накопленных нейтронов может быть увеличено примерно в 30 раз, а фон доведен до нескольких единиц. Это име-

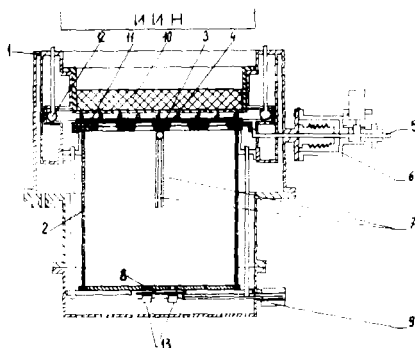


Рис. I Установка для накопления УХН: I-корпус; 2- ловушка; 3,4- быстрый затвор; 5- шток; 6- сильфонный узел; 7- медленный затвор; 8- устройство перемещения фильтров; 9- соленоид; 10- замедлитель; 11- конвертор; 12- система охлаждения конвертора; 13- детекторы

ет существенное значение для постановки прямого эксперимента по выяснению причин anomalно малого времени удержания УХН в ловушках, проведения исследований с помощью УХН поверхности твердого тела, измерения периода полураспада нейтрона.

В связи с исследованием причин anomalно большой утечки УХН из ловушек рассмотрен "нагрев" УХН в результате когерентного неупругого взаимодействия с тепловыми колебаниями стенки ловушки /2/. Вероятность когерентного нагрева УХН в однофононном приближении W_h выражена через элементы S -матрицы, при вычислении которых методом искаженных волн учтено как поглощение фонона, так и упругий процесс - многократное рассеяние, т.е. рефракция. Из-за различия законов дисперсии нейтронов и акустических фононов при когерентном неупругом рассеянии УХН существенную роль в импульсном обмене играет рассеиватель как целое. Кинематика рассмотренного процесса такова, что, получая импульс от рассеивателя в направлении, перпендикулярном плоскости пластинки, нейтрон рассеивается либо вперед (вероятность W_h^A) под углом θ , либо зеркально назад под углом $\pi - \theta$ (вероятность W_h^S). Полная вероятность утечки УХН из ловушки

$W = \sum_{i=1}^3 W_i$, где $W_1 \equiv W_h^d$ и $W_2 \equiv W_h^s$ для переходов, в которых Z - компонента энергии рассеянного нейтрона E'_Z больше V_0 (граничная энергия вещества стенки). Вероятность W_3 отвечает переходам, когда нейтрон испытывает рассеяние в ловушке, причем $E'_Z < V_0$, но $E' > V_0$.

Расчет дает такое выражение для W :

$$W = \sum_{i=1}^3 W_i = \sum_{i=1}^3 \frac{m}{M} \frac{V_0}{\hbar N} \int_{\omega_{(i)min}}^{\omega_{(i)max}} \frac{g(\omega) R_i(\omega, E_Z) d\omega}{\omega (1 + \hbar\omega/E_Z)^{1/2} [\exp(\hbar\omega/T) - 1]}$$

Здесь M - масса рассеивателя, T - температура рассеивателя, $g(\omega)$ - частотный спектр акустических фононов.

Функции $R_i(\omega, E_Z)$ учитывают рефракцию вылетающего нейтрона. Величина W существенно зависит от вида функции $g(\omega)$. В случае дебаевского спектра основной вклад в W дают переходы, связанные с поглощением энергичных фононов ($\hbar\omega \gg V_0$). При этом величина W составляет 10^{-7} - 10^{-8} и не объясняет наблюдаемую утечку. Обращение к спектру вида $g_g(\omega) = 3N\omega^2/\omega_3^3 + \gamma N/\omega_3$, который следует из экспериментально обнаруженной низкотемпературной аномалии теплоемкости для ряда стеклообразных и некоторых кристаллических веществ, существенно меняет картину. При $g_g(\omega)$ значения W зависят от параметров γ и E_{min} (минимальной эффективной энергии фононов в спектре). Для стеклянной ловушки ($\gamma = 5 \cdot 10^{-4}$) экспериментальное значение $W \approx 4 \cdot 10^{-4}$ может быть получено при $E = 2 \cdot 10^{-2} V_0$. Это значение E_{min} соответствует длине волны фонона $\lambda_{max} \approx 5$ мм, примерно равной толщине стенок ловушки. На рис. 2 сравнивается теоретическая зависимость $W(E_u)$ для графита с экспериментом. E_u - нижняя граница интервалов E , в которых проводились измерения. В расчете использованы значения $\gamma = 5 \cdot 10^{-5}$ и $E_{min} = 10^{-3} V_0$. Как видно, расчет передает основную особенность хода экспериментальных точек - резкое нарастание W при $E_u \approx V_0$ и слабое изменение при $E_u \ll V_0$. По-видимому, эксперименты по удержанию УХН в ловушках могли бы дать информацию о спектре акустических фононов в области предельно низких частот.

В последние годы существенно возрос интерес к исследованиям сечений взаимодействия очень медленных и ультрахолодных нейтронов с конденсированным веществом /3/. Для этого ФИАН совместно с МИФИ создал гравитационный спектрометр для рабо-

ты в диапазоне энергий нейтронов 10^{-4} - 10^{-8} эВ при разрешающей способности 5-20% (рис.3). Нижний конец нейтронного ввода в область максимального потока тепловых нейтронов ($\sim 10^{13}$ н.ч./см²сек⁻¹). Нейтроны малых скоростей, образуясь в конверторе при соударениях тепловых нейтронов с Ве, поднимаются по нейтронному вводу, модулируются затвором и, замедляясь в гравитационном поле, попадают в измерительную камеру. Частота модуляции нейтронного потока 2-4 гц. Рабочий вакуум в установке $\sim 10^{-3}$ мм.рт.ст., исследуемые образцы могут охлаждаться до гелиевой температуры. Детекторами нейтронов служат пропорциональные счетчики с алюминиевым окномом, наполненные He³ до давления от 5 до 160 мм рт. ст. На рис. 4 показан спектр нейтронов, полученный при частоте вращения прерывателя $\nu = 2,5$ гц. Скорость регистрируемых нейтронов V связана с временем пролета нейтронов t и высотой h нейтронного ввода от затвора до детектора соотно-

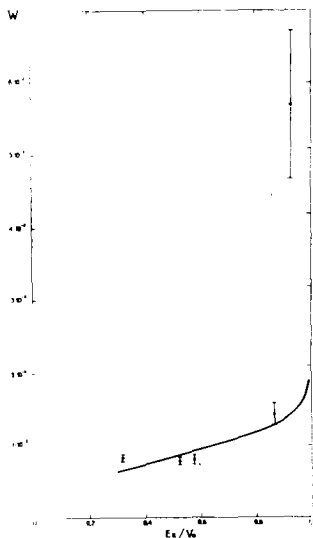


Рис.2 График функции $W(E_n)$

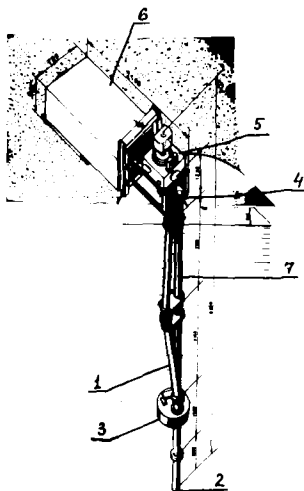


Рис.3 Спектрометр: 1-нейтронный ввод; 2-конвертор; 3-прерыватель; 4-щит; 5-измерительная камера; 6-противовес; 7-монтажная труба

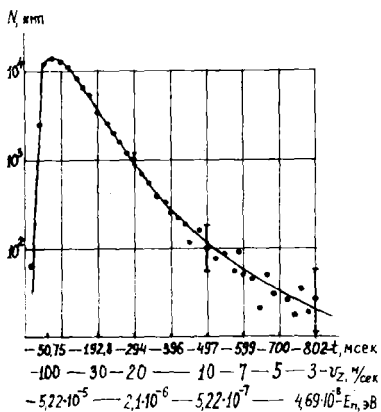


Рис.4 Спектр нейтронов, полученных при $V = 2,5$ гд и времени измерения 70 мин

нием $V = h/t - gt/2$. Нейтроны, регистрируемые при $t > \sqrt{\frac{2h}{g}}$, являются, очевидно, фоновыми. Из рис.4 видно, что спектрометр позволяет вести работу с нейтронами, имеющими скорости от 120 до 3,2 м/сек ($V_{ep} A\ell$). Составлена программа систематических исследований с изотопами различных веществ.

Литература

1. А.В.Антонов, А.И.Исаков, М.В.Казарновский, В.Е.Солодиков. Препринт ФИАН, 1969, № 98.
2. Б.И.Горячев, Н.В.Линькова, "Краткие сообщения по физике", 1976, № 7, с. 32.
3. A. Steyerl. "Nucl. Jn st. and Meth.", 1972, v. 101, p. 295.

К ВОПРОСУ О СВЯЗАННОМ НЕЙТРОНЕ В ВЕЩЕСТВЕ

А.А.Сергеев:

(ФЭИ ГКАЗ СССР)

Предлагается эксперимент по обнаружению квазистационарных состояний нейтрона в веществе. Эксперимент основан на прохождении нейтронов с энергией 10^{-7} эв через многослойную мишень, состоящую из двух материалов с разной длиной когерентного рассеяния.

ON THE BOUND NEUTRON IN THE MATTER

An experiment is proposed to detect possible quasibound neutron states in solids. It consists in studying transmission of neutrons in 10^{-7} eV energy range through multilayer targets made of two materials with different coherent scattering lengths.

В работе [1] впервые было отмечено, что в нерегулярном кристалле при наличии крупных мультивакансий, пор, микротрещин и т.д. могут существовать связанные состояния нейтрона с энергией около 10^{-7} эв. В этой же работе был предложен единственный эксперимент для наблюдения этого эффекта, который по техническим причинам пока не был выполнен. В настоящем докладе предлагается новый эксперимент по обнаружении связанного состояния нейтрона в веществе.

Хорошо известно, что взаимодействие нейтронов со средой в пренебрежении магнитным взаимодействием можно описать эффективной потенциальной энергией

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

где m - масса нейтрона; N - число ядер в единице объема; \bar{b} - когерентная длина рассеяния нейтрона на связанном ядре. Именно это взаимодействие, величина которого для большинства веществ порядка 10^{-7} эв, может привести к образованию связанного состояния нейтрона. Таким образом, эффективная потенциальная энергия для нейтрона, падающего перпендикулярно плоскости мишени с $b > 0$ и толщиной d , имеет вид прямоугольного потенциального барьера высотой V и шириной d .

Предлагаемый эксперимент основан на пропускании нейтронов через многослойную мишень. Для нашей цели достаточно пропускать нейтроны через трехслойную мишень. Первый и третий слои этой мишени сделаны из одного вещества с длиной когерентного рассеяния $b_1 > 0$ и имеют соответственно толщины d_1 и d_3 . Второй слой толщиной d_2 состоит из материала с длиной когерентного рассеяния b_2 , причем $b_2 < b_1$ и b_2 может быть даже отрицательной. Тогда эффективная потенциальная энергия для нейтрона, падающего перпендикулярно плоскости такой мишени, представляет двугорбый потенциальный барьер, изображенный схематически на рис. I.

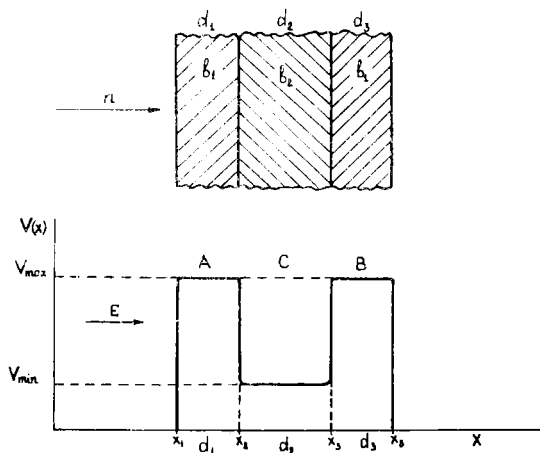


Рис. I. Схематическое изображение эффективной потенциальной энергии взаимодействия нейтрона с трехслойной мишенью.

Видно, что потенциальный барьер имеет внутри себя потенциальную яму. При определенных значениях ширины и глубины этой ямы внутри нее могут образовываться связанные состояния нейтронов. В квазиклассическом приближении энергия этих состояний определяется из условия

$$d_2 \sqrt{2m(E - V_{\min})} = \pi \hbar (n + 1/2), \text{ где } n = 0, 1, 2 \dots$$

Зависимость от энергии коэффициента прохождения нейтрона, падающего на такой двугорбый барьер, из-за возможности образования квазистационарных состояний внутри барьера имеет резонансный характер. Положение резонансов в коэффициенте прохождения определяется энергией квазистационарных состояний нейтрона внутри барьера. Это просто показать в квазиклассическом приближении. При энергии нейтрона $E < V_{min}$ коэффициент прохождения нейтрона через барьер, изображенный на рис. 1, можно записать

$$P = \rho_A \cdot \rho_B \cdot \rho_C$$

где $\rho_{A,B,C} \approx \exp\left\{-\frac{2}{\hbar} d_i \sqrt{2m(V_{A,B,C} - E)}\right\}$ - коэффициенты прохождения нейтрона через барьеры А, В и С, имеющие соответственно ширины d_1 , d_2 и d_3 .

При энергии нейтрона $V_{min} < E < V_{max}$ согласно [2] коэффициент прохождения имеет вид

$$P = \left\{ 4 \cos^2 \sigma \left(\frac{1}{\sqrt{\rho_A \rho_B}} + \frac{\sqrt{\rho_A \rho_B}}{16} \right)^2 + \frac{1}{4} \sin^2 \sigma \left(\sqrt{\frac{\rho_A}{\rho_B}} + \sqrt{\frac{\rho_B}{\rho_A}} \right)^2 \right\}^{-1}$$

где $\sigma = \frac{d_2}{\hbar} \sqrt{2m(E - V_{min})}$. Из приведенной формулы видно, что при $\sigma = \pi(n + 1/2)$, где $n = 0, 1, 2, \dots$, коэффициент прохождения нейтрона достигает максимума $P_{max} = 4\rho_A \rho_B / (\rho_A + \rho_B)^2$, а при $\sigma = \pi n$ - минимума $P_{min} = \rho_A \rho_B / 4$. Наибольшая амплитуда колебаний в коэффициенте прохождения получается при $\rho_A = \rho_B$. В этом случае $P_{max} = 1$, а $P_{min} = \rho_A^2 / 4$.

В квазиклассическом приближении можно найти не только энергию n -го резонанса в коэффициенте прохождения

$$E_n = V_{min} + \frac{\hbar^2}{2m} \sqrt{\pi^2 (n + 1/2)^2} / d_2^2$$

$$\Gamma_n = \hbar \omega (\rho_A + \rho_B) / 4$$

энергию между резонансами $\Delta E = E_{n+1} - E_n = \hbar \omega$, зависимость от энергии коэффициента

$$P(E \sim E_n) = \frac{\Gamma_n^2}{\Gamma_n^2 + (E - E_n)^2}$$

где $\omega = \pi \sqrt{2m(E - V_{min})} / m d_2$.

Эксперименты по обнаружению квазистационарных состояний можно проводить с использованием ультрахолодных нейтронов в двух вариантах. В первом варианте, пропуская нейтроны через многослойную мишень толщиной $d_1 + d_2 + d_3$ соответственно с

когерентными длинами рассеяния b_1 , b_2 и b_3 , и однослойную мишень толщиной $d_1 + d_3$ с когерентной длиной рассеяния b_1 , мы получим разницу в счете из-за резонансного характера зависимости коэффициента прохождения от энергии. Эта разница для равномерного спектра нейтронов в случае двух одинаковых барьеров будет приближенно равна $\delta \approx \rho_A - \rho_B^2$. На рис. 2 показана зависимость коэффициента прохождения от энергии при $V_{\max} = 5 \cdot 10^{-7}$ эв, $V_{\min} = 1 \cdot 10^{-7}$ эв, $d_1 = d_3 = 200$ А и $d_2 = 600$ А.

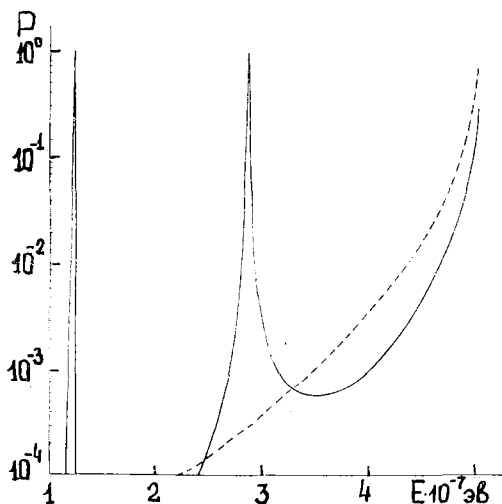


Рис. 2. Зависимость коэффициента прохождения нейтронов P от энергии. Пунктирная линия - однослойная мишень толщиной $d_1 + d_3$. Сплошная линия - трехслойная мишень толщиной $d_1 + d_2 + d_3$

Интегральная пропускная способность для равномерного спектра нейтронов двугорбого барьера составляет 7 %, а одnogорбого - 1 %.

Во втором эксперименте нужно использовать мишень с закрытыми торцами. Тогда, используя импульсный источник ультрахолодных нейтронов, можно искать задержанные нейтроны. Время задержки будет определяться временем жизни квази-стационарных состояний $T = 4 \omega^{-1} (\rho_A + \rho_B)^{-1}$

Радиационный захват и неупругое рассеяние нейтронов на фонах будут искажать описанную выше картину. Так как основным характерным временем является время жизни квазистационарных состояний T , то необходимо, чтобы $T < T_{n\gamma}$ и $T < T_{nn}$. Это накладывает определенные условия как на выбор материала слоев, так и на температуру мишени. Влияние этих процессов на коэффициент прохождения нейтронов через двугорбый барьер можно учесть введением комплексного потенциального барьера.

Литература

1. Каган Д.М. "Письма ЭТФ", 1970, т. II, с. 235.
2. Игнатик А.В., Работнов Н.С., Смиренкин Г.Н.
"Phys. Lett.", 1969, v. 29 B, p. 209.

ОБ ОДНОЙ КОНФИГУРАЦИИ МАГНИТА
ДЛЯ УДЕРЖАНИЯ УЛЬТРАХОЛОДНЫХ НЕЙТРОНОВ

Ю.Г.Абов, В.В.Васильев, В.В.Владимирский,
П.А.Крупчицкий, В.К.Риссухин

(ИТЭФ ГКАЭ СССР)

Описана магнитная система, предназначенная для опытов по удержанию ультрахолодных нейтронов (УХН). Приведены результаты расчетов магнитного поля. Эти расчеты позволили выделить геометрические места точек, в которых может возникнуть деполяризация нейтронов, и предложить пути уменьшения деполяризации.

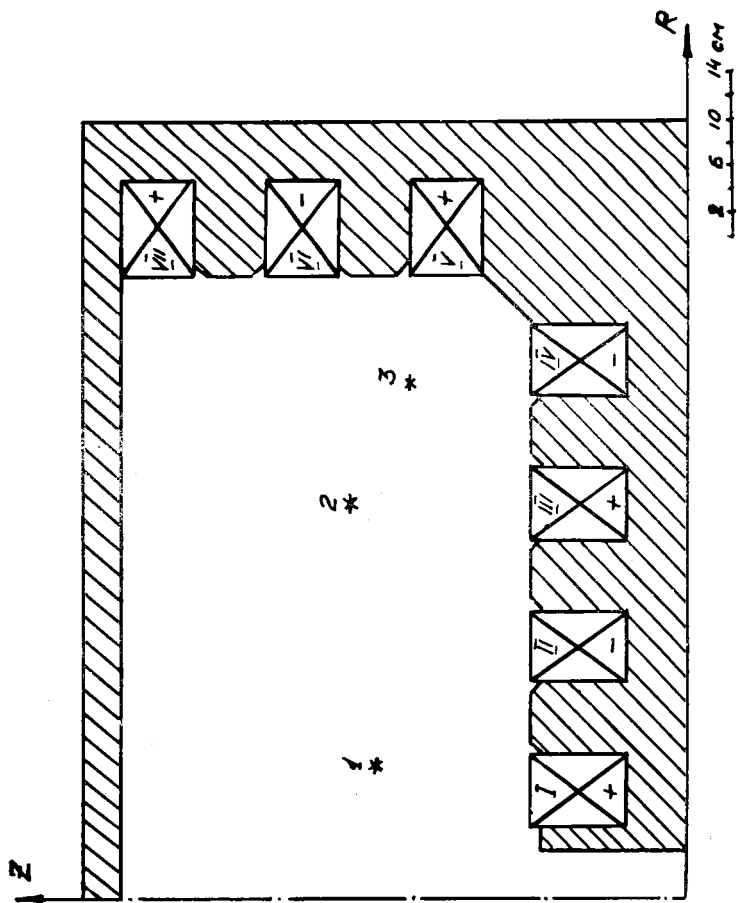
ON MAGNET CONFIGURATION FOR UCN HOLDING

The magnetic system for experiments on the ultracold neutrons confinement is described. The magnetic field calculation results are given. They made it possible to select the geometric places of points in which the neutron depolarization may appear and to suggest the way for diminishing the depolarization.

В Институте теоретической и экспериментальной физики построена магнитная ловушка для удержания ультрахолодных нейтронов в неоднородном магнитном поле [1,2]. Эта магнитная ловушка, имеющая форму стакана, изображена на рисунке. Соседние катушки питаются токами, текущими в противоположных направлениях. Величины токов выбираются таким образом, чтобы обеспечить постоянство поля H на заданном расстоянии от полюсов.

Впуск нейтронов в зону хранения осуществляется по нейтроноводу снизу. На время наполнения ловушки поле первой ("центральной") катушки компенсируется. Выпуск нейтронов производится вновь путем компенсации тока первой катушки, и нейтроны по нейтроноводу опускаются вниз, приобретая энергию, необходимую для преодоления потенциала входного окна детектора. Нейтроновод в этом случае поворачивается таким образом, чтобы нейтроны попадали на детектор.

Подбор токов для осуществления режимов наполнения, удержания и выпуска нейтронов был отработан на магнитных моделях [2]. Было показано, что при плотности тока в катушках около 600 а/см^2 можно получить поле вблизи полюсов около $3 \div 4 \text{ кгс}$. При объеме вакуумной камеры $V_K \approx 240 \text{ л}$ мощность, потребляемая магнитом, составит примерно 150 квт. Топография поля на моделях была исследована при помощи измерения магнитной ин-



Сечение электромагнита, предназначенного для опытов по удержанию ультрахолодных нейтронов:

I-3 - обозначения окружностей, на которых поле H равно нулю

дукции однокомпонентным датчиком Холла. Кроме того, топография поля была исследована путем численного решения на ЭВМ уравнений Максвелла [2]. Было получено, что в результате суперпозиции полей от дна и стенок магнита внутри ловушки возникают окружности, на которых поле H обращается в ноль. Количество таких окружностей определяется числом полюсов вдоль дна и стенок магнитов. В рассматриваемой конструкции магнита имеется три "нулевых" окружности, представляющих опасность с точки зрения деполяризации нейтронов. Эти окружности условно обозначены на рисунке звездочками.

Области с $H=0$ внутри ловушки опасны вследствие нарушения в них условия адиабатичности движения частицы со спином в магнитном поле [1]. Пользуясь результатами работы [1], можно записать вероятность деполяризации нейтрона при пролете его на расстоянии от нулевой линии в виде

$$W = \exp\left[-\frac{\pi m (\beta^2 v_{\perp}^2 + H_z^2)}{\hbar \beta v_{\perp}}\right], \quad (1)$$

где $v_{\perp} = v \sin \theta$; θ - угол между вектором скорости нейтрона v и направлением нулевой линии (ось Z) ; $\beta = \hbar / 2m$. При $H_z=0$ время жизни нейтронов относительно деполяризации можно получить из соотношения

$$\tau^{-1} = 0,72 \frac{L v}{V_k} \sqrt{\frac{\hbar v}{m \beta}} \cdot \frac{\rho_0}{\bar{\rho}}, \quad (2)$$

где L - длина нулевой линии; V_k - объем ловушки; $\rho_0/\bar{\rho}$ - отношение плотности нейтронов на нулевой линии к средней плотности нейтронов.

Для приведенной конструкции ловушки $\tau \approx 100$ сек с учетом всех трех нулевых линий.

Один из путей увеличения времени τ - это создание аксиального поля (H_z в формуле (1)). Для увеличения τ до величины 10^4 сек необходимо пропустить по оси системы ток $I \approx 10^3$ а.

Литература

1. В.В.Владимирский, ЖЭФ, 39, 1962 (1960).
2. Ю.Г.Асов, В.Ф.Белкин, В.В.Васильев, В.В.Владимирский, П.А.Крупичский, В.К.Риссухин. Препринт ИТЭФ № 44, Москва, 1976 г.

АНАЛИЗ ПОЛЯРИЗАЦИИ УХН В УСТАНОВКЕ
ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ЭДМ НЕЙТРОНА

Ю.В.Таран

(ОИЯИ)

Обсуждена возможность увеличения чувствительности установки для измерения ЭДМ нейтрона с использованием УХН путем регистрации нейтронов, разделяемых анализатором поляризации.

THE ANALYSES OF THE ULTRACOLD NEUTRON POLARIZATION
IN A DEVICE FOR NEUTRON EDM MEASUREMENTS

A possibility is discussed of increasing the sensitivity of installation for measuring the neutron dipole moment using ultracold neutrons by registration of neutrons separated in polarization analyzer.

В 1968 г. Ф.Л.Шапиро [1] предложил использовать ультрахолодные нейтроны (УХН) с целью повышения чувствительности установок для измерения электрического дипольного момента (ЭДМ) нейтрона магнитнорезонансным методом (см., например, [2]). Установка в проточном варианте сооружена в ЛИНФ АН СССР [3]. Установка в накопительном варианте создается в ЛИНФ ОИЯИ [4].

Внутри установки запускаются поляризованные УХН, которые в течение некоторого времени находятся там под действием магнитных и электрического полей, а затем выходят через анализатор поляризации на детектор. По условиям эксперимента поляризация выходящих на анализатор нейтронов практически равна нулю: её отличие от нуля определяется величиной ЭДМ. В этом случае анализатор пропустит на детектор нейтроны только с одной проекцией спинов (предполагается 100% - эффективность анализатора). Судьба УХН с противоположной проекцией спинов зависит от конкретного типа анализатора и варианта установки. Однако эти нейтроны содержат ту же информацию об ЭДМ, но с противоположным знаком.

Действительно, изменение в количестве выходящих УХН с данной проекцией спинов при реверсе электрического поля E равно $\Delta N_i = (N_{HHE} - N_{HHE})_i \sim \mathcal{D} f_n^n f_{n,i}^A E$, где \mathcal{D} - величина ЭДМ; f_n^n - поляризация УХН после поляри-

затора; $f_{n,i}^A$ -поляризация УХН, прошедших через анализатор ($i = 1$) или отраженных от него ($i = 2$), при условии, что на анализатор падают неполяризованные УХН. Так как поляризации $f_{n,1}^A$ и $f_{n,2}^A$ противоположны по закону, то и знаки эффектов ΔN_i будут разные. Таким образом, если раздельно регистрировать УХН с разными проекциями спинов, то можно удвоить статистику, что равносильно увеличению чувствительности установки [5].

Практически реализованным методом поляризации УХН является пропускание их через тонкую ферромагнитную пленку, намагниченную до насыщения [6]. В этом случае через пленку проходят УХН с отрицательной проекцией спинов на направление её намагниченности, а УХН с положительной проекцией отражаются. Применение поляризатора и анализатора такого типа в установке для измерения ЭДМ должно приводить к запертию УХН с положительной проекцией в ней.

Для установки в проточном варианте запертые УХН имеют возможность, перевернув свои спины в процессе возвратно-поступательного движения, вытечь на детектор, что будет приводить к уменьшению возможного эффекта, т.е. к потере чувствительности установки. А.П.Серебров отметил возможность раздельной регистрации УХН с разными проекциями спинов в проточном варианте установки при использовании анализатора в виде отрезка нейтронотода (геометрия отражения) и двух детекторов - цилиндрического и торцевого.

В накопительном варианте установки раздельную регистрацию УХН с разными проекциями спинов можно осуществить для обоих типов анализатора. В частности, для анализатора в геометрии пропускания это может быть достигнуто двумя способами. В первом способе пленка должна убираться после регистрации УХН с отрицательной проекцией спинов, время вытекания которых на детектор может быть сделано достаточно малым. Второй способ заключается в перевороте поляризации запертых нейтронов на 180° , для чего перед анализатором со стороны накопительной камеры должен быть установлен спиновой флиппер, включение которого производится после вытекания УХН с отрицательной проекцией спинов. Второй способ явно предпочтительней перед механическим перемещением пленки из-за больше:

надежности и быстродействия. В установке "Тристом" [4] будут реализованы оба способа с целью расширения возможностей при анализе поляризации УХН.

Литература

1. Ф.Л.Шапиро. "Успехи физических наук", 1968, т.95, с.146
2. Н.Ф.Рамзей. Молекулярные пучки. М., ИЛЛ, 1960.
3. А.И.Егоров, В.Ф.Ежов, С.Н.Иванов, В.А.Князьков, В.М.Лобашев, В.А.Назаренко, Г.Д.Порсев, А.П.Серебров. "Ядерная физика", т.21., с.292, 1975.
4. Ю.В.Таран. Сообщение ОИЯИ РЗ-7147, РЗ-7149, Дубна, 1973.
5. Ю.В.Таран. Сообщение ОИЯИ РЗ-8442, Дубна, 1974.
6. А.И.Егоров, В.М.Лобашев, В.А.Назаренко, Г.Д.Порсев, А.П.Серебров. "Ядерная физика", т.19, с.300, 1974.

С е к ц и я II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ
БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ

Председатели: М.В.Пасечник,
В.И.Попов

CALCULATIONS OF $(n, 2n)$, (n, pn) AND (n, np) CROSS SECTIONS
TAKING INTO ACCOUNT PREEQUILIBRIUM PROCESSES

A.Meister, D.Seeliger, K.Seidel

(Technical University, Dresden, German Democratic Republic)

Abstract

The influence of preequilibrium processes as described by the exciton model, on the cross sections and particle spectra shape of $(n, 2n)$, (n, np) and (n, pn) reactions is considered.

At first, the dependence of both equilibrium and preequilibrium cross sections on incident neutron energy is investigated in model nuclear systems for derivation of some systematic trends.

After that, the above-mentioned cross sections at 14 MeV are calculated for 39 real nuclei in the mass region $60 \leq A \leq 209$. Comparison with experimental $(n, 2n)$ cross sections at 14 MeV incident energy confirms the reduction of this cross section by up to 30 % due to preequilibrium emission. The influence on (n, np) and (n, pn) cross sections is even more pronounced - they are changed by up to more than two orders of magnitude, depending on binding energies, pairing effects and level densities.

1. Introduction

Freeequilibrium processes play an important role in many nuclear reactions where the initial energy is between a few MeV and 100MeV. Taking into account preequilibrium decay, it is in general possible to achieve a better understanding and description of these processes [1, 2].

The work described here is a study of the role of this processes in reactions, accompanied by multiple emission of nucleons. The main part of all calculations are carried-out for an initial neutron energy of 14 MeV, since most of (n,2n)-experiments have been performed at this energy. For the (n,pn) and (n,np) reactions only a very few experimental data are available even at 14 MeV. Some excitation functions in a wide energy range are examined also.

One aim of this work is to study the mechanism of these reactions. The other aim is to develop a new, more accurate method of calculating (n,2n), (n,pn) and (n,np) reaction cross sections, which are of practical importance, especially for fusion reactor design, but difficult to determine experimentally.

This paper represents a continuation of results described in ref. [3], in which this method was used first, and other recent publications [4, 5].

2. Description of the Model

After the bombardment of a nucleus by a neutron, the compound system, starting with a small number of degrees of freedom (two particles plus one hole correspond to $n = 3$ excitons), is gradually transformed into a more complex configuration (for each transition $\Delta n = 2$), until a state of statistical equilibrium is reached, i.e. the state of the compound nucleus. There is a specific probability of the emission of a nucleon from each preequilibrium state with n quasiparticles. This emission will lead to a unit decrease in A and n and to a decrease in the excitation energy. The nucleus (Z, N) will therefore give rise to a nucleus $(Z-1, N)$ in the case of emission of a proton or $(Z, N-1)$ in the case of emis-

sion of a neutron and so on.

Absolute spectra for both types of nucleons from all intermediate nuclei are calculated as long as the excitation energy does not become less than the nucleon binding energy. The calculations are performed on the basis of the hybrid model [6], according to which the probability $n_x^{P_n}(E)$ of pre-equilibrium emission of a nucleon of type x from a state with n excitons is equal to

$$n_x^{P_n}(E) = n_x^{P_n} \frac{\varrho_{n-1}(U)}{\varrho_n(E^*)} \frac{\lambda_{em}(E)}{\lambda_{em}(E) + \lambda_+(E)} \quad (1)$$

where $n_x^{P_n}$ is the number of nucleons of type x in state n; $\varrho_{n-1}(U)$, $\varrho_n(E^*)$ represent the densities of states with n-1 and n quasiparticles in the final and intermediate nucleus, respectively, as obtained by combination of equidistant, single-particle levels;

λ_{em} is the probability of emission, obtained from σ_{inv} by means of the detailed balance principle; and

λ_+ is the probability of an intranuclear transition with $\Delta n = 2$.

In accordance with Ref. [6], λ_+ is calculated on the basis of the probability of nucleon collision in the nuclear matter, which gives the expression:

$$\lambda_+(E) = \frac{1}{K} \left[1,4 \cdot 10^{21} (E + B) - 6,0 \cdot 10^{18} (E + B)^2 \right] s^{-1} \quad (2)$$

where K is a parameter which is independent of energy;

B is the nucleon binding energy.

The equilibrium spectrum $P_x^P(E)$ of particles of type x is calculated from the comprehensive statistical theory of nuclear reactions:

$$P_x^P(E) = \frac{(2s + 1) m E \sigma_{inv}(E) \varrho_R(U)}{\sum_{\nu} m_{\nu} g_{\nu} \int_0^{E_{max}} E_{\nu} \sigma_{inv,\nu}(E_{\nu}) \varrho_{\nu}(U) dE_{\nu}} \quad (3)$$

where $\rho_R(U)$ is the level density of the residual nucleus, given in terms of the Fermi-gas model by:

$$\rho_R(U) \sim \frac{1}{(U_{\text{eff}} + t)^2} \exp \left[2 (a U_{\text{eff}})^{1/2} \right] \quad (4)$$

The influence of shell effects on the density $\rho_R(U)$ can be taken into account by using experimentally determined density parameters (a). As well known, allowance for the pairing effect is made by introducing an effective excitation energy $U_{\text{eff}} = U - \Delta$.

Given the known cross-section of formation of an initial system with $n = 3$, we thus obtain absolute spectra of the emitted nucleons and after summation with respect to energy we get the cross-sections of the (n, n') , (n, p) , $(n, 2n)$, (n, np) , (n, pn) etc. reactions.

All parameters, except K in formula (2) can be regarded as well-known. The value of K , employed in all the following calculations, is obtained comparing the predictions of the hybrid model with the high energy part of experimental (nn') spectra at 14 MeV incident energy. It was shown [7], that in a wide mass number range the constant parameter $K = 10$ can be regarded as a suitable parameter.

3. Systematic studies with Model Nuclei

3.1. Branching Ratios and absolute Cross Sections

The cross sections for equilibrium and preequilibrium decay of a compound system depend in a complex manner on such quantities as binding energy B_x , level density parameter a , the shell structure of single particle states, pairing energy etc. In order to appreciate both the importance of taking into account preequilibrium decay and the influence of nuclear structure effects on the investigated cross sections, calculations have been performed for a simple model compound system with well-defined parameters. The parameters of that system are the following:

- Initial energy of incident neutron $\epsilon_0 = 14$ MeV;

- binding energy of all occurring nuclei is constant $B_n = B_p = 7$ MeV;
- level density parameter of all occurring nuclei is also taken as a constant value $a = 13,3$ MeV⁻¹, which corresponds to a mass number $A = 100$ (since for the Fermi-gas model the mean mass-dependence of a is given by $a = \frac{A}{7,5}$ MeV⁻¹);
- the pairing energies of all occurring nuclei is supposed to be zero, i.e. $\Delta = 0$;
- cross sections of the inverse reactions σ_{inv} are calculated using the optical model for $A = 100$, following refs. [8] and [9].

The cross section values indicated on fig. 1 give a quantitative impression on the change of (n,p) , (n,n') , (n,pn) , (n,np) and $(n,2n)$ cross sections due to preequilibrium emission of particles from the compound system. The compound system formation cross section, calculated as the absorption cross section with the optical model, in this case is equal to 1720 mb. The transitions strengths, indicated at the arrows, are given in mb as a sum of preequilibrium plus equilibrium emission components. The corresponding values without accounting for preequilibrium emission are quoted in parenthesis for comparison.

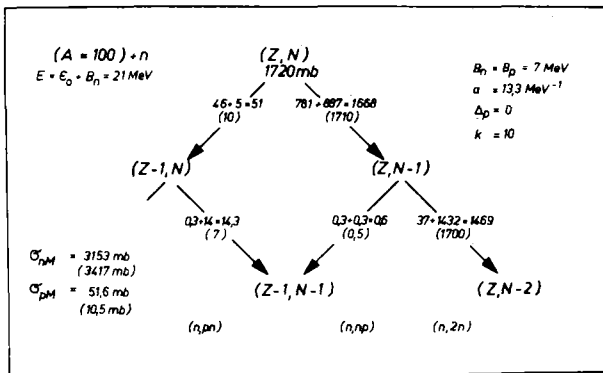


Fig. 1 Branching scheme for the first and second nucleon emission

From this example one can extract the following conclusion: The process of preequilibrium emission of primary nucleons has an marked effect on the integrated cross sections of all processes involved, in particular on processes with emission of two nucleons. The (n,pn) and (n,np) cross sections become 2,1 and 1,3 times greater, respectively. The $(n,2n)$ cross section is decreased by about 15 %. The total neutron and proton emission cross sections σ_{nM} and σ_{pM} are changed, favouring proton emission. The probability of preequilibrium emission of both neutrons in the $(n,2n)$ reaction amounts 2 % only, so that the spectra shape of secondary neutrons is expected to correspond to an almost pure evaporation case.

3.2. Excitation Functions

For the same model nucleus the incident neutron energy has been varied from 8 MeV until 30 MeV. Resulting excitation functions for the investigated reactions are shown on fig. 2.

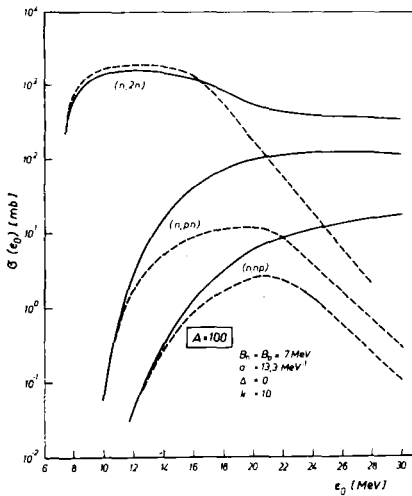


Fig. 2 Excitation functions of the reactions $(n,2n)$, (n,pn) , (n,np) for the $A=100$ model nucleus

The $(n,2n)$ cross section is decreased by preequilibrium emission of first particles, but that is true only in a limited low energy region near the maximum of the excitation function. At energies well above the $(n,3n)$ threshold, contrary to that, the $(n,2n)$ cross section is strongly increased. A similar behaviour of "high energy tails" in the excitation functions is well-known for (p,xn) and (α, xn) reactions [1, 2].

Due to the coulomb barrier, both the (n,pn) and (n,np) cross sections, in comparison with $(n,2n)$, rise slowly with increasing incident energy. These processes several MeV above threshold are strongly enhanced by preequilibrium emission. Again, the first preequilibrium emission of a charged particle followed by a neutron evaporation, i.e. the (n,pn) reaction, is favoured by about one order of magnitude in comparison with the first preequilibrium neutron emission followed by the evaporation of the charged proton, i.e. the (n,np) reaction.

2.3. Mass Number Dependence

For evaluation of the influence of preequilibrium decay on the mass number dependence of considered cross sections, the well-known mean mass number trends of nucleon binding energy, level density parameter and of the optical model absorption cross sections have been taken into account. In the upper part of fig. 3 three typical parameter sets for B_n , B_p , a , Δ and K are indicated. On the left side of fig. 4 the resulting cross sections for constant incident energy $\epsilon_0 = 14$ MeV are shown. At the right side results with constant excess energy $E_{ex} = \epsilon_0 - B_2 = 7$ MeV are presented, where B_2 is the binding energy of the second emitted proton or neutron.

The behaviour of $(n,2n)$ cross sections for $\epsilon_0 = 14$ MeV can be understood from the $(n,2n)$ excitation function as shown on fig.3 and from the decreasing of binding energy with increasing mass number, which causes a shift of the maximum in the excitation function to lower energy. Therefore, at light and medium mass nuclei $(n,2n)$ cross section is decreased by preequilibrium emission, whereas in heavy nuclei, due-to the low $(n,3n)$ threshold,

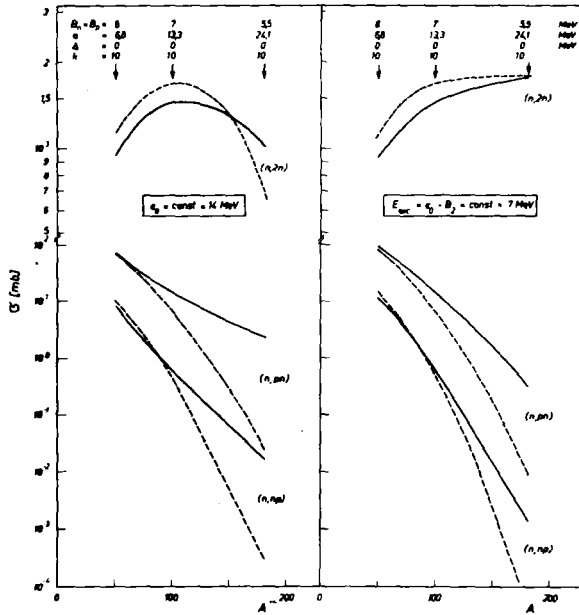


Fig. 3 Mass number dependence of considered cross sections

this cross reaction is increased. In the representation with constant excess energy, at the right hand side, this effect is excluded. In the later case (n,2n) cross section in the whole mass number region is decreased, but the relative importance of preequilibrium emission becomes smaller with higher mass number. This is the result of different mass number dependences of equilibrium cross section, which is proportional to A^2 , and preequilibrium cross section, which is proportional to $A^{1/3}$ [2, 7].

The importance of preequilibrium emission on (n,pn) and (n,np) is strongly increasing with mass number, due-to the higher coulomb barrier. At medium and light nuclei, where proton evaporation is a rather important mechanism, precompound emission dimi-

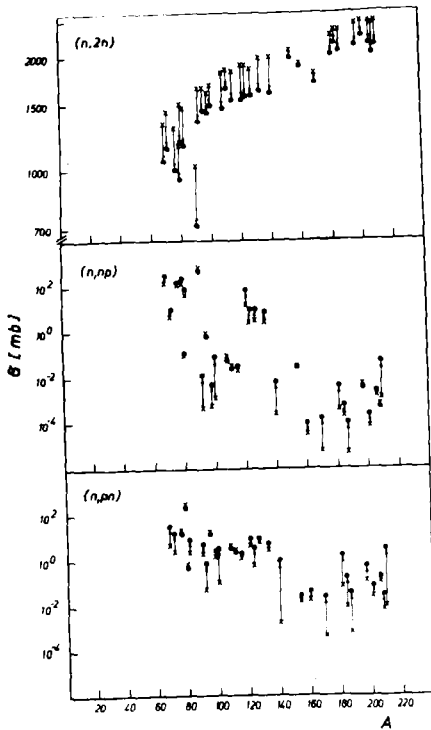


Fig. 4 Calculated cross sections for specific nuclei with (points) and without consideration of preequilibrium emission

nishes the (n,np) cross section in a similar manner as the $(n,2n)$ cross section

A more quantitative description and detailed discussion of this results is given elsewhere [5].

4. Calculations for specific Nuclei

As shown by refs. [4, 5] in real nuclei the effects of preequilibrium emission and nuclear structure are mixed and partly interconnected, for instance the filling of a shell is usually reflected both in the density and the binding energy. It is therefore generally not possible to predict the effect of pre-equilibrium emission on the cross-sections of the processes in which we are interested. For this reason we shall examine 39 isotopes in the range $60 \leq A \leq 209$, taking careful account of binding energy, density

parameters, and pairing energy in each nucleon-emission event.

The cross-sections for compound-system formation and the inverse-process cross-sections are taken from the optical model [8, 9]. The emission of complex particles is taken into account by a slight reduction in the probability of the first compound system

being formed. In the second stage of the reaction the emission of complex particles is ignored. The binding energies are taken from the table of Q values in Ref. [10]. The density parameters are taken from the semi-empirical formula in Ref. [11] and from the experimental values obtained in the analysis of neutron resonances in Ref. [12]. The pairing energies for calculating the density from expression (4) were taken from Ref. [13]. In the preequilibrium decay models, account has so far not been taken of the effect of nucleon pair correlation on level density.

The results of the calculations are given in Fig. 4. The upper part of the figure shows the $(n,2n)$ cross-sections with and without consideration of preequilibrium decay models. In all cases, the expected reduction of 14-29 % is found in the $(n,2n)$ cross-section. For a constant incident neutron energy 14 MeV, the effect of considering the preequilibrium decay models decreases with increasing mass number. In a recent paper of Holub and Cindro [14] was shown, that actually the experimental cross-sections of the $(n,2n)$ process are somewhat lower than the values obtained from calculations based on the statistical theory of nuclear reactions. It must be emphasized that not very long ago this process was regarded as a "standard example" of a model of successive evaporation of two neutrons.

The (n,np) cross sections, with exception of only a few nuclei, are enhanced by preequilibrium emission, as expected. Especially at higher mass numbers the main contribution to the (n,np) process comes from events, when both neutron and proton are emitted during preequilibrium stage of reaction.

The (n,pn) cross sections are enhanced also with exception of a few nuclei. For heavy nuclei protons are emitted almost completely during the preequilibrium stage of the reaction, whereas neutrons are "evaporated". For medium nuclei proton "evaporation" becomes important and there is a competition between preequilibrium and equilibrium emission of the proton.

The following fig. 5 shows an example for the experimental excitation function of ^{197}Au $(n,2n)$ from [15-17], in comparison with

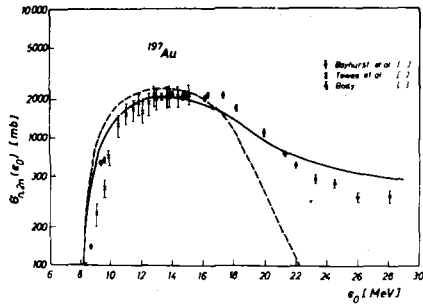


Fig. 5 Experimental and calculated $^{197}\text{Au}(n,2n)$ excitation function; data from [15-17]

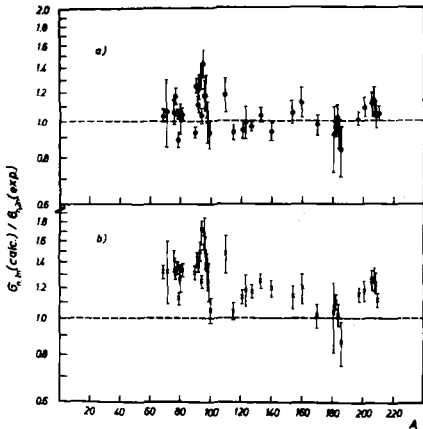


Fig. 6 Comparison between experimental and calculated $(n,2n)$ cross sections at 14 MeV; a) calculations include pre-equilibrium emission, b) calculations based on equilibrium statistical theory only.

calculated curves. It is obvious, that inclusion of preequilibrium emission gives better results. However, near the threshold of the $(n,2n)$ reaction there is still a remarkable difference between theory and experiment. Probably, this difference is caused by the competition between gamma and neutron emission [18], which was not taken into account here.

On fig. 6 experimental values of $(n,2n)$ cross sections at 14.7 MeV for 39 nuclei [17] are compared with our calculations. This comparison clearly favours the calculation including precompound processes (upper part of fig. 6). The deviation between experiment and the results from the equilibrium statistical theory (lower part) decreases with increasing mass number. Near $A = 180$ this theory gives satisfying results at 14.7 MeV - as expected from fig. 3.

Increasing of $(n,2n)$ cross sections at $A > 200$ is due to the strong shell effect in this region.

References:

- [1] M. Blann, Ann. Rev. Nucl. Scie. Vol. 25, 1975, 123
- [2] K. Seidel, D. Seeliger, R. Reif, V.D. Tonejev, ETCHAJA 7, 2 (1976) 13
- [3] K. Seidel, D. Seeliger, A. Meister, Yad. Fiz. (USSR) 23, 4 (1976) 745 and TU-Informat.05-9-74
- [4] K. Seidel, D. Seeliger, A. Meister, Contrib. to the 3-rd neutron conference, Kiev (USSR) 1975 and TU-Informationen 05-26-76
- [5] K. Seidel, D. Seeliger, A. Meister, IAEA consultants Meeting, Trieste, Italy, 1975, CP
- [6] M. Blann, Phys. Rev. Lett. 27 (1971) 337
M. Blann, A. Mignery, Nucl. Phys. A186 (1972) 245
- [7] D. Hermsdorf et al., Atomki Közlemenyek 18 (1976) 229
- [8] A. Lindner IFK-17, EANDC(E) 73 "U" (1966)
- [9] F.G. Parey, Phys. Rev. 131 (1963) 745
- [10] G. Haples et al., Nucl. Data A2 (1966) 429
- [11] D. Seeliger, K. Seidel, Wiss. Ztschr. TU Dresden 21 (1972) 714
- [12] U. Facchini, E. Saetta-Menichella, Energia Nucleare 15 (1968) 54
- [13] P.E. Nemirowski, Yu. V. Adamchuk, Nucl. Phys. 39 (1962) 551
- [14] E. Holub, N. Cindro, Phys. Lett. 56B (1975) 143
- [15] B.P. Bayhurst et al., Phys. Rev. C12 (1975) 451
- [16] H.A. Tewes et al., Rep. UCRL-6028T (1960)
- [17] Z.T. B8dy, J. Csikai, Atom. Energy Rev. 11 (1973) 153
- [18] H. Vonach, Atomki Közlemenyek 18 (1976) 247

THE ANGULAR DISTRIBUTION OF NEUTRON-PROTON SCATTERING AT 27.3 MeV

J.A. Cookson, M. Hussain*, J.L. Fowler**, R.B. Schwartz***
, and C.A. Uttley
A.E.R.E., Harwell, Didcot, Oxon., England

There is both practical and theoretical interest in the angular distribution of the scattering by hydrogen of neutrons between 1 and 50 MeV. The use of this cross section as a standard requires knowledge of the angular distribution in both hemispheres of the centre of mass system. The evaluation of Hopkins and Breit¹⁾ based on the phase shift analyses by the Yale²⁾ and Livermore³⁾ groups predicts a forward-backward asymmetry rising with neutron energy, which has already reached ~8% by 14 MeV. However the sets of phase shifts below 50 MeV were not uniquely determined by experimental data but relied on theoretical constraints.

The phase shift mainly responsible for the forward-backward asymmetry is $\delta(P_1)$ as is shown by fig. 1. As this phase shift is not determined by either proton-proton scattering experiments or n-p polarization data it is desirable to make direct measurements of the asymmetry at energies where it is large enough to be determined with useful precision. Such measurements are not only useful at their own energies but also improve the phase shifts over a range of energies.

The present work consists of a measurement of the n-p scattering angular distribution for angles from 34° to 116° in the centre of mass system at a neutron energy of 27.3 MeV. The backward part of the distribution, involving detection of protons scattered forward, has already been measured by Burrows.⁴⁾

Fig. 2 gives a schematic view of the present measurement. Neutrons of 27.3 MeV are produced by 10 MeV deuterons on a tritium gas target and detected

* Permanent address: University of Dacca, Bangladesh.

** Permanent address: O.R.N.L. Oak Ridge, USA.

*** Permanent address: National Bureau of Standards, Washington, USA.

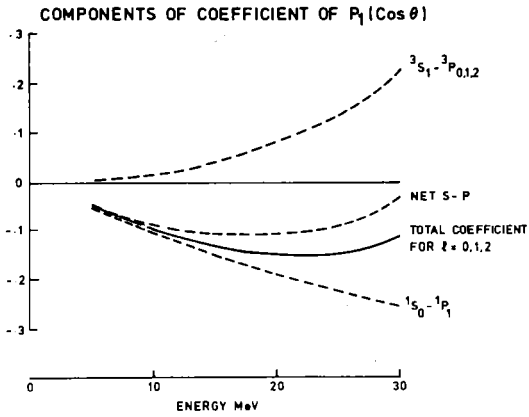


Fig. 1 Variations of the components of the coefficients of $P_1(\cos \theta)$ for n-p scattering with neutron energy, as predicted in ref. 1.

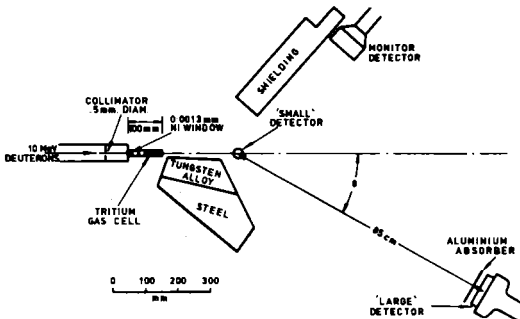


Fig. 2 The experimental arrangement used to measure the scattering of 27.3 MeV neutrons from hydrogen.

by the 'large detector' after scattering from the hydrogen in a 'small detector'. A computer records, event-by-event, the pulse height in the large detector and the time difference between pulses in the small and the large detectors. Data are taken with the large detector at various angular positions, while another detector used with a time of flight arrangement acts as monitor at a fixed angle.

Fig. 3 shows an example of the time of flight spectrum which has three main features: the peak of 27.3 MeV neutrons scattered from hydrogen, a hump of lower energy neutrons scattered from hydrogen, and a peak of gamma-rays scattered from the small detector into the large one. In addition there is a small peak which was clearly identified when the small detector was replaced by a liquid scintillator with neutron-gamma discrimination. It consists of events in which a neutron was inelastically scattered by ^{12}C in the small detector into the large detector, with the gamma from the ^{12}C excited state giving a pulse in the small detector. At the scattering angle shown the peak is easily seen but at larger scattering angles the effect becomes submerged in the main peak and requires a correction.

Calculation of the neutron scattering angular distribution involves the following principal terms:

$$\frac{d\sigma(\psi)}{d\Omega} \propto \left(\frac{\text{No. of scattered Neutrons}}{\text{No. of monitor counts}} \right) \times \left(\frac{\text{Mult. scatt. correction}}{\text{Large Detector Efficiency}} \right)$$

The multiple scattering correction has been estimated by means of the MAGGIE Monte Carlo program⁵⁾ to be quite small. However the neutron energy varies appreciably over the angular range studied and it was necessary to measure the detector efficiency factor very carefully. A preliminary description of this measurement has already been given⁶⁾ and fig. 4 shows the results together with a Monte Carlo calculation⁷⁾ of the efficiency.

Fig. 5 shows the results of the present neutron scattering measurement together with the backward angle data of Burrows.⁴⁾ For this comparison the angular distributions have been normalized to give unity at 90° . The data

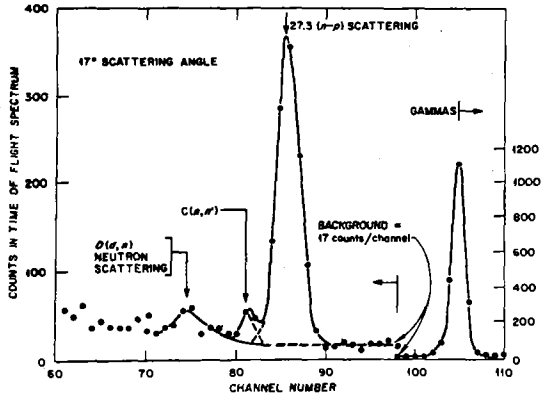


Fig. 3 One of the time-of-flight spectra obtained with the large detector at a laboratory angle of 17° . Each channel is equivalent to about 0.5 ns.

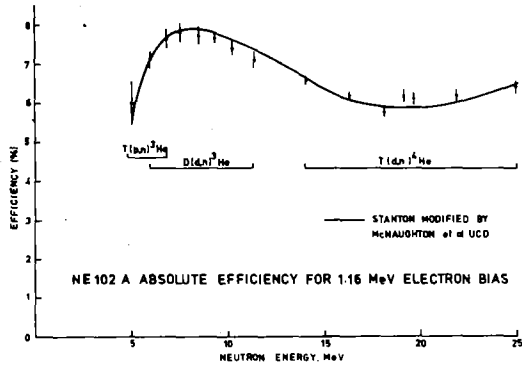


Fig. 4 The absolute efficiency of the 'large' scintillator measured by an associated particle technique. The solid curve was calculated using a Monte Carlo code.

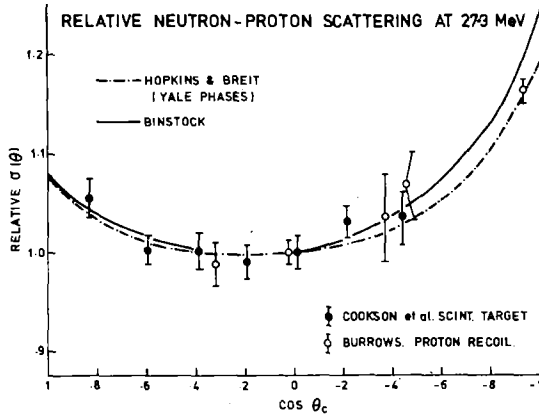


Fig. 5 The neutron-proton scattering angular distribution in the centre of mass system for incident neutron energy (lab. system) of 27.3 MeV.

confirm the asymmetry predicted by the phase shift evaluation of Hopkins and Breit¹⁾ as well as the more recent phase shifts of Binstock⁸⁾ which are based on the meson theoretical calculations of Bryan and Gersten⁹⁾.

Other recent n-p differential scattering data have been obtained by Masterson¹⁰⁾, Burrows⁴⁾ and Rothenberg¹¹⁾ at 24 MeV and by Montgomery et al.¹²⁾ at 25.8 MeV with conclusions similar to those of the present work. The data at 24 MeV have been included in a phase shift analysis by Bohannon¹³⁾ of data in the 20 to 30 MeV region, which gives a $\delta(^1P_1)$ value close to that adopted by Hopkins and Breit.¹⁾ The latter evaluation is thus supported by the new data although a complete recalculation may be worthwhile.

References

1. Hopkins, J.C. and Breit, G., Nuc. Data Tables, A9 (1971) 137.
2. Seamon, R.E., Friedman, K.A., Breit, G., Haracy, R.D., Holt, J.M. and Prakosh, A., Phys. Rev. 165 (1968) 1579.

3. Macgregor, M.H., Arndt, R.A. and Wright, R.M., *Phys. Rev.* 182 (1969) 1714.
4. Burrows, T.W., *Phys. Rev.* C7 (1973) 1306.
5. Parker, J.B., Towle, J.H., Sams, D., Gilboy, W.B., Purnell, A.D. and Stevens, H.J., *Nucl. Instr. and Meths.* 30 (1964) 77.
6. Cookson, J.A., Hussain, M., Uttley, C.A., Fowler, J.L. and Schwartz, R.B., *NBS SP 425, Vol. 1* (1975) 66.
7. Computer code by Stanton, N.R., COO-1545-92, (1971), with modifications by McNaughton, M.W.
8. Binstock, J., *Phys. Rev.* C10 (1974) 19.
9. Bryan, A. and Gersten, A., *Phys. Rev.* D6 (1972) 341 and *Phys. Rev.* D7 (1973) 2802(E).
10. Masterson, T.G., *Phys. Rev.* C6 (1972) 690.
11. Rothenberg, L.N., *Phys. Rev.* C1 (1970) 1226.
12. Montgomery, T.C., Bonner, B.E., Brady, F.P., Broste, W.B. and McNaughton, M.W., Crocker Nuclear Lab. Report UCD-CNL 186.
13. Bohannon, G.E., Burt, T. and Signell, P., *Phys. Rev.* C13 (1976) 1816.

ЭФФЕКТИВНЫЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ $(n, 2n)$ НА ЯДРАХ МИШЕНИ

^{102}Pd , ^{110}Pd , ^{112}Cd , ^{192}Os

THE CROSS SECTION OF $(n, 2n)$ REACTION ON ^{102}Pd , ^{110}Pd ,
 ^{112}Cd , ^{192}Os

В.Аугустыня, М.Херман, А.Марцинковский
и Б.Звеглински

(Институт ядерных исследований, Варшава)

I. Введение

Сечения реакции $(n, 2n)$ обычно были интерпретированы в рамках теории составного ядра. Различие между эффективными сечениями, рассчитанными по статистической модели, и экспериментом обсуждалось как влияние оболочечной структуры или эмиссии гамма-лучей из области непрерывного спектра. Только в последнее время появились работы [1], [2],

которые обратили внимание на факт, что предравновесный распад, характеризующийся жесткими спектрами продуктов реакции, обязательно понижает выход реакции $(n, 2n)$ по отношению к предсказаниям статистической модели.

Настоящая работа посвящена изучению поведения предравновесной эмиссии как функции энергии бомбардирующих нейтронов. Мы измерили эффективные сечения реакции $^{102}\text{Pd}(n, 2n)^{101}\text{Pd}$, $^{110}\text{Pd}(n, 2n)^{109}\text{Pd}$, $^{112}\text{Cd}(n, 2n)^{111\text{m}}\text{Cd}$ и $^{192}\text{Os}(n, 2n)^{191}\text{Os}$ в диапазоне энергии нейтронов от 13 до 18 МэВ. Измеренные сечения сравниваются с сечениями, вычисленными по равновесной статистической теории ядерных реакции. Уменьшение сечения компаунд-ядра, вызванное присутствием предравновесного распада, вычислено по гибридной модели [3].

2. Эксперимент

Измерения проводились активационным методом. Источником нейтронов служила тритиевая мишень, бомбардируемая дейтронами, ускоренными в ускорителе Ван-де-Граафа. Поток нейтронов измерялся по протонам отдачи, которые выбивались из пластиковой фольги и регистрировались в кристалле CsI(Tl) . Гамма-активность образцов измерялась спектрометром Ge(Li) объемом 30 см^3 . Аттенуация гамма-лучей была рассчитана по методу Монте-Карло.

Измеренные активности отнесены к активности ^{56}Mn из реакции $^{56}\text{Fe}(n,p)^{56}\text{Mn}$, сечения которой известны с хорошей точностью [4]. Полученные эффективные сечения были исправлены для учета вклада от радиационного захвата на ядрах ^{108}Pd и ^{190}Os , присутствующих в образцах из натуральных элементов. Радиационный захват на этих изотопах приводит к тем же самым конечным ядрам, что и исследованные реакции.

3. Расчеты и интерпретация результатов

Расчеты эффективных сечений по равновесной статистической модели проводились с учетом спиновых эффектов, эмиссии гамма-лучей из несвязанных состояний и отдельных низко лежащих возбужденных уровней [5]. Плотность уровней четно-четных ядер принималась в виде предсказанных моделью сверхпроводимости [6]. В случае нечетного числа нуклонов применялся подход, выработанный в работе [7].

Расчет предравновесных эффектов проводили в рамках гибридной модели, принимая вероятность внутриядерных переходов λ_+ , ведущих к более сложным состояниям, определенной минимальной частью оптического потенциала. Принимая поверхностную форму оптического потенциала с параметрами Берклунда и

Фэрбаха [8], получили сравнительно большую длину свободного пробега нуклона в ядре и соответственно высокий выход предравновесной эмиссии.

Путем интегрирования спектров предравновесных нейтронов и протонов получено сечение реакции $\sigma_p^{\text{пред}}$ для предравновесных процессов, которое вместе с сечением реакции оптической модели $\sigma_p^{\text{опт}}$ позволяет определить коэффициент R :

$$\sigma_p^{\text{опт}} = \sigma_p^{\text{пред}} + R \sigma_p^{\text{опт}}, \quad (1)$$

учитывающий уменьшение потока нейтронов, вызванное наличием предравновесной эмиссии. В случае реакции $(n, 2n)$ надо добавочно определить часть предравновесного спектра первичных нейтронов $\sigma_{2n}^{\text{пред}}$, которые участвуют в эмиссии вторичного нейтрона, испускаемого с наибольшей вероятностью составным ядром. При наличии $\sigma_{2n}^{\text{пред}}$ находим

$$R_{2n} = \frac{\sigma_{2n}^{\text{пред}} + \sigma_{2n}^{\text{стат}}}{\sigma_{2n}^{\text{стат}}}, \quad (2)$$

определяющий суммарное сечение реакции с испусканием двух нейтронов. В формуле (2) $\sigma_{2n}^{\text{стат}}$ обозначает сечение реакции $(n, 2n)$, рассчитанное по равновесной статистической модели.

Результаты расчетов сравнены с измеренными эффективными сечениями исследуемых реакций в табл. I - 3. За исключением реакции $^{102}\text{Pd}(n, 2n)^{101}\text{Pd}$, все остальные случаи правильно описаны некогерентной суммой вкладов от предравновесных процессов и от составного ядра. Согласие между теорией и экспериментом обеспечивает в основном статистическая

модель, так как вклад предравновесных эффектов не превышает
нескольких процентов в области энергии нейтронов ниже
18 Мэв.

Таблица I

Сечения реакции $^{102}\text{Pd}(n,2n)^{101}\text{Pd}$ и
 $^{110}\text{Pd}(n,2n)^{109}\text{Pd}$

Энергия нейтронов, Мэв	$^{102}\text{Pd}(n,2n)^{101}\text{Pd}$		$^{110}\text{Pd}(n,2n)^{109}\text{Pd}$	
	эксп.	теор.	эксп.	теор.
	мб		мб	
12.9±0.5	470±110		1810±250	
13.0±0.4	718±86	991	1814±169	1628
13.4±0.2	906±64		1727±124	
13.9±0.3	984±70		1855±134	
14.5±0.3	1227±87		1884±136	
15.0±0.3	1180±94	1305	1786±138	1694
15.4±0.2	1025±79		1731±125	
15.9±0.5	1011±99		1507±143	
16.6±0.1	1102±110	1375	1524±149	1496
17.4±0.4	1051±115	1411	1558±254	1398
17.9±0.1	1085±148		1433±246	

Таблица 2

Сечения реакции $^{110}\text{Pd}(n,2n)^{109\text{m}}\text{Pd}$ и
 $^{112}\text{Cd}(n,2n)^{111\text{m}}\text{Cd}$

Энергия нейтронов, Мэв	$^{110}\text{Pd}(n,2n)^{109\text{m}}\text{Pd}$		$^{112}\text{Cd}(n,2n)^{111\text{m}}\text{Cd}$	
	эксп. мб	теор.	эксп. мб	теор.
12.9±0.2			638 [±] 45	
13.0±0.4	437 [±] 52	551	677 [±] 32	570
13.4±0.3			616 [±] 28	
13.6±0.3	411 [±] 37			
13.9±0.3	410 [±] 100		684 [±] 36	
14.2±0.3	424 [±] 38			
14.5±0.3	462 [±] 43		675 [±] 32	
14.8±0.3	452 [±] 46			
15.0±0.3		678	647 [±] 30	780
15.2±0.2	500 [±] 94			
15.4±0.3	482 [±] 43		623 [±] 29	
15.9±0.5	507 [±] 59			
16.0±0.3			756 [±] 46	
17.4±0.3	477 [±] 57	586	664 [±] 42	701
17.4±0.3			624 [±] 53	
17.9±0.1	420 [±] 43		479 [±] 42	

Таблица 3

Сечения реакции $^{192}\text{Os}(n,2n)^{191}\text{Os}$ и
 $^{192}\text{Os}(n,2n)^{191m}\text{Os}$

Энергия нейтронов, Мэв	$^{192}\text{Os}(n,2n)^{191}\text{Os}$		$^{192}\text{Os}(n,2n)^{191m}\text{Os}$	
	эксп.	теор.	эксп.	теор.
	мб		мб	
13.0 \pm 0.4	2552 \pm 138	2348	1130 \pm 226	622
13.4 \pm 0.2	2246 \pm 85		845 \pm 205	
13.9 \pm 0.3	2156 \pm 89		720 \pm 173	
14.5 \pm 0.3	2370 \pm 103		1067 \pm 318	
15.0 \pm 0.3	2091 \pm 80	2141	711 \pm 73	466
15.4 \pm 0.2	1890 \pm 77		719 \pm 112	
15.9 \pm 0.5	1894 \pm 98		828 \pm 84	
16.6 \pm 0.1	1625 \pm 103	1447	795 \pm 99	242

Литература

- [1] К. Seidel, D. Seeliger and A. Meister, Материалы
3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике,
Киев, часть 4 (1976) 149.
- [2] E. Holub and M. Cindro, J. Phys. G2 1976 405.
- [3] M. Blann, Phys. Rev. Letters 27(1971) 337.
- [4] N.D. Dudey and R. Kennerley, Brookhaven National
Laboratory report BNL-NCS-50446 (1975) 80.

- [5] P. Decowski, W. Grochulski and A. Marcinkowski,
Nucl. Phys. A194(1972)380.
- [6] P. Decowski, W. Grochulski, A. Marcinkowski, K. Siwek
and Z. Wilhelmi, Nucl. Phys. A110(1968)129.
- [7] A. Abboud, P. Decowski, W. Grochulski, A. Marcinkowski,
J. Piotrowski, K. Siwek and Z. Wilhelmi, Nucl. Phys.
A139(1969)42.
- [8] F. Björklund and S. Fernbach, Conf. nuclear optical mo-
del, (ed. Florida State Univ. Studies no 32, Tallahassee,
1959).

MASS DEPENDENCE FOR RADIATIVE CAPTURE OF 14 MeV NEUTRONS

M. Budnar, F. Cvelbar, R. Martinčič, A. Likar, M. Potokar

(J. Stefan Institute and Faculty of Natural Sciences and Technology, University of Ljubljana, Ljubljana)

Disagreement between activation cross section and the integral of prompt gamma-ray spectrum was recently overtaken^(1,2). From Fig.1 it can be seen that the cross sections increase smoothly with mass number and attain nearly constant value of about 1 mb at medium and heavy elements.

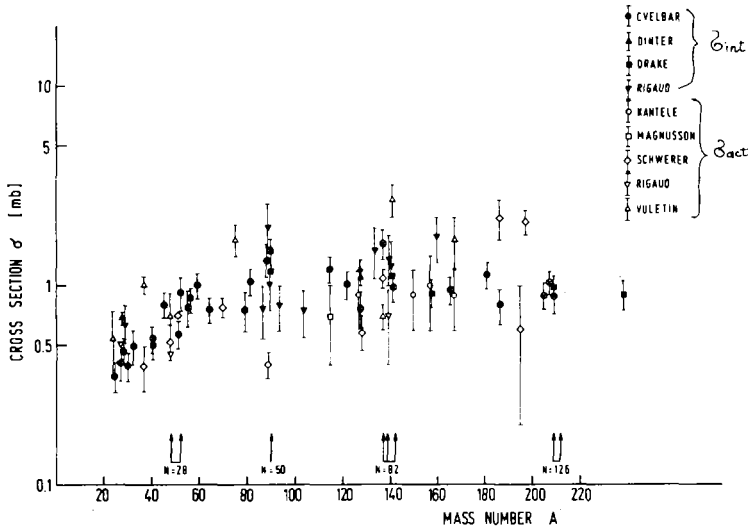


Fig.1 Mass dependence of cross sections for the radiative capture of 14 MeV neutrons

With the intention to get more insight into the mass dependence gamma-ray spectra and corresponding integrated cross sections for radiative capture of 14.1 MeV neutrons on ⁴⁵Sc, ⁵⁹Co, Sr, ⁸⁹Y, Sb, ¹⁴¹Pr, ¹⁶⁵Ho, ¹⁸¹Ta and Tl were measured.

Prompt gamma-rays were detected by a telescopic scintillation pair spectrometer^(3,4) which was recently completed by a processor

system (CDC 1700) for on-line data acquisition and controlling the gain of main electronic circuit⁽⁵⁾. The samples were spheres or hemispheres. The last ones were used for high-Z targets in order to reduce the correction due to the self-absorption of capture gamma-rays. From the geometry of the experiment it follows that the measured spectra were integrated over a solid angle of 4π (2π) when spherical (hemispherical) samples were measured. As the capture transitions are dominantly dipole and therefore symmetric around $\theta = \pi/2$ the result of the measurement with hemisphere (multiplied by 2) can be considered integrated over the 4π solid angle:

$$\frac{dB}{dE\delta} = 2 \cdot \int_{\theta=\pi/2}^{2\pi} \frac{d^2B}{dE\delta d\Omega} \cdot d\Omega$$

Eventual fore - aft asymmetry surely yields rather small uncertainty in comparison with the experimental errors.

Integrals of obtained gamma-ray spectra from the incident neutron energy E_n to $E_n + B_n$, where B_n means the binding energy of neutron in the ground state of final nucleus, are our integrated cross sections. Results for measured elements are presented in Table 1 and Fig.1 and are in accordance with values for other elements measured in our laboratory⁽⁶⁻⁸⁾.

Element	Density of the sample (g/cm ³)	Diameter (cm)	Sphere or hemi-sphere	Integrated cross section (μb)	Integrated cross section (μb) - other lab.	Activation cross section (μb)
⁴⁵ Sc	3,27	4,96	1	800 \pm 110		
⁵⁹ Co	2,56	6,00	1	1000 \pm 150	1070 \pm 260 (7.)	
Sr	1,90	6,00	1/2	1350 \pm 250	1070 \pm 500 (6.)	
⁸⁹ Y	4,55	5,96	1	1490 \pm 210	1180 \pm 150 (5.) 1020 \pm 230 (6.)	400 \pm 60 (10.)
Sb	6,69	4,00	1/2	1010 \pm 160		
¹⁴¹ Pr	6,74	5,96	1	990 \pm 160		2700 \pm 500 (9.)
¹⁶⁵ Ho	8,83	5,96	1/2	950 \pm 150	1050 \pm 300 (4.)	< 2000 (8.)
¹⁸¹ Re	7,95	6,00	1/2	1130 \pm 170	950 \pm 150 (4.)	
Tl	11,85	6,00	1/2	890 \pm 130		

- 4.) D.M.Drake, I.Bergqvist, D.K.McDaniels, Phys.Lett. 36B (1971) 557
- 5.) I.Bergqvist, D.M.Drake, to be published in Nucl.Phys.
- 6.) F.Rigaud, J.Motourter, J.L.Irizaray, G.Y.Petit, G.Longo and F.Sapporetti, Nucl.Phys. A174 (1970) 245
- 7.) F.Rigaud, J.L.Irizaray, G.Y.Petit, G.Longo and F.Sapporetti, Nucl.Phys. A176 (1971) 551
- 8.) J.Kantele, M.Valkonen, Phys.Lett. 32B (1972) 625
- 9.) J.Vuoleta, P.Kulisa, N.Cindro, Lettere Al Nuovo Cimento 10 (1974) 1
- 10.) G.Schwerer, M.Winkler-Rohatsch, H.Wqchasek, G.Winkler, Nucl.Phys. A264 (1976) 105

Table 1 Integrated cross sections for radiative capture of 14.1 MeV neutrons and comparison with results from other laboratories

Similar integrated cross sections can be obtained also from the measurements at certain angle (usually 90°) relative to the neutron direction performed in other laboratories⁽⁹⁻¹¹⁾. The agreement between these results and our data shows that the 90° asymmetry effects of the angular distribution of capture gamma-rays are small in comparison with the experimental error. In most cases our integrated cross section data agree also with recent (improved) activation measurements^(1,2,12).

References:

1. M.Valkonen, J.Kantele, Nucl. Instr. Meth. 103 (1972) 549
2. J.Kantele, M.Valkonen, Phys. Lett. 39B (1972) 625
3. F.Cvelbar, A.Hudoklin, M.V.Mihailović, M.Najžer, V.Ramšak, Nucl. Instr. and Meth. 44 (1966)292
4. M.Budnar, F.Cvelbar, A.Likar, R.Martinčič, M.Potokar and V.Ivković, INDC(YUG)-5/L (1977)
5. R.Martinčič, V.Ivković, M.Tiringer, to be published in Nucl. Instr. Meth.
6. F.Cvelbar, A.Hudoklin, M.V.Mihailović, M.Najžer, V.Ramšak, Nucl. Phys. A130 (1960) 401
7. F.Cvelbar, A.Hudoklin, M.Potokar, Nucl. Phys. A138 (1969) 412
8. M.Potokar, A.Likar, F.Cvelbar, M.Budnar, E.R.Hodgson, Nucl. Phys. A213 (1973) 525
9. H.Dinter, Nucl. Phys. A111 (1968) 360
10. I.Bergqvist, D.M.Drake, D.K.McDaniels, Nucl. Phys. A231 (1974) 29 and refs. cited there
11. F.Rigaud, J.L.Irigaray, G.Y.Petit, G.Longo, F.Sapporetti, Nucl. Phys. A176 (1971) 545 and refs. cited there
12. O.Schwerer, M.Winkler-Rohatsch, H.Warhanek, G.Winkler, Nucl. Phys. A264 (1976) 105 and refs. cited there

ИССЛЕДОВАНИЕ УПРУГОГО И НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ
С НАЧАЛЬНОЙ ЭНЕРГИЕЙ 3, 4 Мэв на ^{23}Na и ^{56}Fe

THE STUDY OF ELASTIC AND INELASTIC SCATTERING OF 3.4 Mev
NEUTRONS ON ^{23}Na AND ^{56}Fe

Т. Швайцер, Д. Зелигер, Э. Унхольцер

(Секция физики, Технический университет, г. Дрезден, ГДР)

Введение

Исследование механизма неупругого взаимодействия нейтронов с начальной энергией порядка 3 Мэв представляет собой интерес в связи с тем, что для ряда ядер описание неупругого взаимодействия в рамках одной статистической теории дает неудовлетворительные результаты. Даже при такой сравнительно малой энергии необходимо учесть процессы прямого типа.

Кроме того, известны растущие требования со стороны техники конструирования и расчета реакторных установок, исследования свойств материалов и т.п. к данным нейтронных взаимодействий (полные и дифференциальные сечения, угловые распределения) определенной точности.

В настоящей работе публикуется часть результатов систематических исследований, которые проводились на нейтронном генераторе секции по физике технического университета (г. Дрезден) [1].

Эксперимент и использование

Параметры импульсного D-D-генератора приведены в таблице. Методом времени пролета измерялись дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов с начальной энергией 3,4 Мэв на природных изотопах ряда элементов в области энергии $E - 3,4$ Мэв для углов $15 - 150^\circ$. Группы неупруго рассеянных нейтронов разделялись с помощью согласования экспериментальных спектров несимметричными гауссовскими пиками по методу минимализирования χ^2 . При расчете абсолютных сечений

Параметры экспериментальной установки

accelerator	500 KV-Generator Cockroft-Walton-type HF-ion source	
neutron source	D(d,n) ³ He-reaction, 3.4 MeV	neutron intensity : 3·10 ⁵ n/μAs·sr
pulsing system	3-gap-klystron-bunching-system	pulse frequency : 2, 5, 10 MHz
monitor system	monitoring with 3 independent detect. absolute relative	D(d,p)T-reaction BF ₃ -counter scintillation detector
detector	photomultiplier XP 1040 scintillator NE 213	diameter : 115 mm high : 38 mm
time-of-flight spectrometer	slow circuit fast circuit	n-γ discrimination with the space charge method stop-signal from pick up system
time resolution	short-time resolution long-time resolution	2.5 nsec 3 - 4 nsec
flight path	2.5 - 3 m	
scatterer	natural isotopic composition	cylindrical geometry between 6 and 7 cm high and 3 - 4 cm diameter

учитывались геометрия эксперимента, поглощение и многократное рассеяние нейтронов. Интегральные сечения получались из параметризации дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния полиномами Лежандра:

$$\sigma_{n,n'}(E_0, E, \psi) = \sigma_{n,n'}(E_0, E) / 4\pi \left[1 + \sum_{k=1}^M (2k+1) \omega_k P_k(\cos \psi) \right] (I)$$

Приведенные ошибки получены из сложения статистических ошибок (1 % для упругого и 3 % для неупругого рассеяния соответственно) и ошибок геометрии эксперимента (4 %). Дальнейшие ошибки получаются при расчете эффективности нейтронного детектора (5%) и при абсолютном нормировании (8 %).

Анализ сечений

Дифференциальные сечения упругого рассеяния исследовались в рамках оптической модели, где использовался потенциал

$$V(r) = U \cdot f(r) + i W g(r) + U_{so} \left(\frac{\hbar}{\mu_{nc}} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} |f(r)| \vec{e} \vec{e};$$

$$f(r) = [1 + \exp(\tau - R_u)/a]^{-1};$$

$$g(r) = 4 [1 + \exp(\tau - R_w)/b]^{-2} \exp. [(r - R_w)/b].$$

Параметры потенциала (1) взяты из работы [2]. Результаты расчетов согласуются в общем хорошо с формой экспериментальных угловых распределений. Для абсолютных интегральных сечений расхождение составляет приблизительно 10 %. Большое несогласие (20 %) получено для легких ядер (для Na даже 28 %). Надо, однако, отметить, что расхождения этого порядка получены также в работе [2], где интегральные сечения извлекались из обобщенных параметров оптической модели, полученных для массовых чисел $A = 20 \div 200$ в области энергии 2,5 - 8 Мэв.

Сечения неупругого рассеяния анализировались в рамках статистических и прямых механизмов реакций. Из-за отношения Γ/D порядка 1 - 10 анализ совершался на основе модифицированной теории Хаузера-Фешбаха [3] с учетом коррекции широтных флуктуаций [4] (НФС). Расчеты проводились программой ELISA [5].

Сильное расхождение вычисленных на основе статистической теории сечений и асимметрии угловых распределений от экспериментальных результатов можно объяснить участием процессов прямого взаимодействия. Величина этих процессов получена из расчетов с искаженными волнами в борновском приближении (DWBA) программой DWUCK [6].

На рис. 1 и 2 приведены экспериментальные и рассчитанные дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния для ядер ^{23}Na и ^{56}Fe . Полное упругое сечение T представлено суммой компаунд-упругого C и формупруного S сечения. Сечение неупругого рассеяния рассматривается как некогерентное сложение компонент компаунд-взаимодействия (НФС) и прямого взаимодействия (DWBA). На рисунках приведены также энергия, спин и четность исследованных состояний.

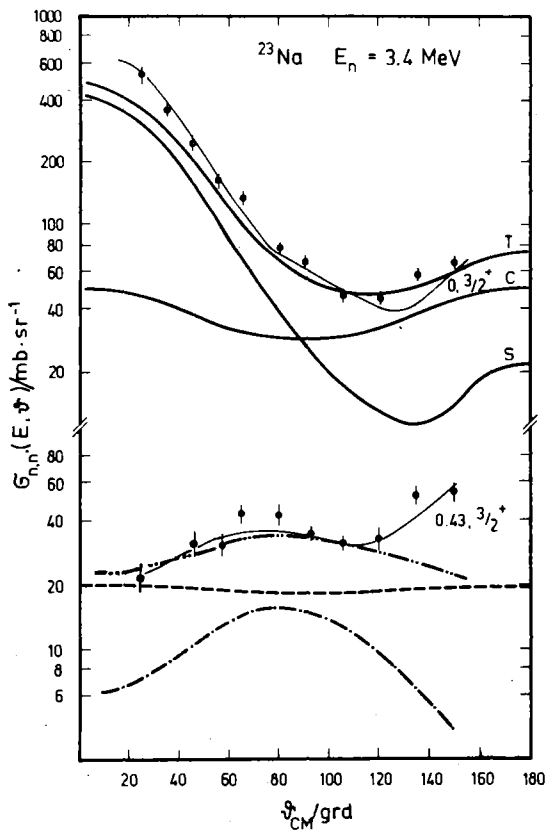


Рис.1. Дифференциальное сечение упругого и неупругого рассеяния для ^{23}N (в системе ц.м.):
 (Т) - полное упругое, (S) - форм-упругое и
 (С) - компаунд-упругое сечение; - - - - - рас-
 считанное сечение (НFC); - · - · - · - - - - - рас-
 считанное сечение (DWBA); - · - · - · - - - - - полное неупругое
 сечение (НFC+DWBA); \diamond - экспериментальное
 сечение; ————— - полиномы Лежандра для экспе-
 риментального сечения

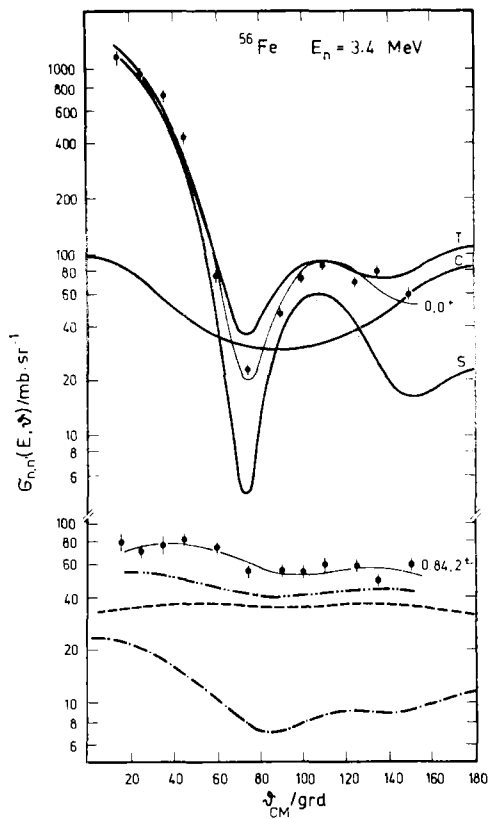


Рис.2. Дифференциальное сечение упругого и неупругого рассеяния для ^{56}Fe (см. обозначения на рис.1)

Следующие интегральные сечения упругого и неупругого рассеяния получены для ядер ^{23}Na и ^{56}Fe :

Ядро	Состояние	$\sigma_{\text{эксц.}} \cdot \text{мб}$	$\sigma_{\text{НФС}} \cdot \text{мб}$	$(\sigma_{\text{НФС}} + \sigma_{\text{DWBA}}) \cdot \text{мб}$
^{23}Na	gst $3/2^+$	1789 ± 86	1365	
	0,44 МэВ $5/2^+$	443 ± 28	242	417
^{56}Fe	gst 0^+	2125 ± 123	2375	
	0,84 МэВ 2^+	690 ± 16	461	581

Для ядра ^{23}Na форма и абсолютное значение неупругого сечения воспроизводятся хорошо. В основу расчетов DWBA для состояния $5/2^+$ положена сильная связь с состоянием 2^+ ядра ^{24}Mg .

Для ядра ^{56}Fe учетом прямых процессов получено хорошее согласие формы и значения неупругого сечения. Расхождение между экспериментальным сечением и рассчитанным по НФС можно объяснить в рамках DWBA только нереальным значением 0,36 параметра β_2 . В данных расчетах использовалось $\beta_2 = 0,26$.

Результатом некогерентного сложения компонент НФС и DWBA в рамках рассмотренных моделей получено хорошее согласие теории с экспериментом.

Описание прямых возбуждений коллективных состояний одноступенными процессами (DWBA) является плохим приближением. Лучшее описание этих процессов можно ожидать при учете эффектов связанных каналов. В этом направлении проводятся расчеты с программой ЛУРТОР [7, 8].

В заключение можно сказать, что в исследованной области энергии преобладает статистический механизм реакций, но в то же время значительная часть реакций протекает прямым путем. Этот факт, который при этих энергиях сначала оказался неожиданным, был подтвержден в последнее время также другими работами [9, 10], в которых исследовалось сильное прямое взаимодействие коллективных степеней свободы.

Литература

1. Krause R., et.al. ZfK-Bericht 243 (1972) 171
Mohamed M., et.al. ZfK-Bericht 271 (1974) 102
Seeliger D., et.al. Wiss.Z.TU Dresden 24 (1975) 1362,1366,1368
2. Holmqvist,B. and Wiedling,T. J.Nucl.Energy, 27 (1973) 543
3. Moldauer,P.A. Phys.Rev. 135 (1964) B642
4. Igarasi,S. JAERI 1169 (1968)
5. Kiessig,G. Dissertation TU Dresden 1975
6. Kunz,P.D. private Mitteilung
7. Tamura,T. Rev.Mod.Phys. 37(1965) 679
8. Tamura,T. ORNL - 4152 (1967)
9. Tanaka,S. JAERI M5984 (1975) 312
10. Lagrange, Ch. et.al. Phys.Lett. 58 (1975) B293

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ $^{109}\text{Ag}(p,n)$
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ $E_p = 4,5 \dots 9$ Мэв

THE STUDY OF (p,n) REACTION ON ^{109}Ag FOR
PROTON ENERGY RANGE $E_p = 4,5 \dots 9$ Mev

Г.Гельфер, Д.Зелигер, И.Кайзер, Д.Кэцмер,
В.Пиляц, Д.Шмидт, Т.Штрэйл

(Технический университет, г. Дрезден, ГДР)

На тандемгенераторе ЭП-10 ЦИЯИ были измерены непрерывные нейтронные спектры реакции $^{109}\text{Ag}(p,n)$ в области энергии протонов от $E_p = 4,5$ Мэв до $E_p = 9$ Мэв, шагами $0,5$ Мэв под углом $\Psi = 75^\circ$. Целью данного эксперимента было, во-первых, исследование механизма реакции, прежде всего обнаружение вкладов от предравновесных процессов при данной реакции в зависимости от энергии падающих нейтронов. С другой стороны, эксперимент должен был дать информацию о плотности уровней остаточного ядра ^{109}Ca . Результаты измерений представлены на рис. 1, при энергиях $E_p = 6$ и 7 Мэв они находятся в хорошем согласии с результатами работы [1]. При $E_p = 6,60$ и $7,02$ Мэв измерены также и угловые распределения в диапазоне углов $\Psi = 30 \dots 160^\circ$. Эти угловые распределения показывают только незначительные отклонения от симметрии вокруг 90° , они даже почти изотропичны для всей области энергии вылетающих нейтронов E . Следовательно, угловые распределения не позволяют сделать вывод о наличии заметного вклада (выше $3 - 5\%$) прямых или предравновесных процессов, т.к. в противном случае испускание частиц в переднюю полусферу следовало бы ожидать выше. Исходя из этого, экспериментальные спектры анализировали на основе полной статистической теории ядерных реакций, принимая

$$\frac{\partial^2 \sigma}{\partial \Omega \partial E} = K E \cdot \sigma_{inv} \cdot P(U), \quad (I)$$

где U - энергия возбуждения остаточного ядра;

$P(U)$ - плотность уровней остаточного ядра.

Сравнение (I) с экспериментом позволяет получить функцию плотности $P(U)$, которая в рамках модели ферми-газа выражается следующим образом:

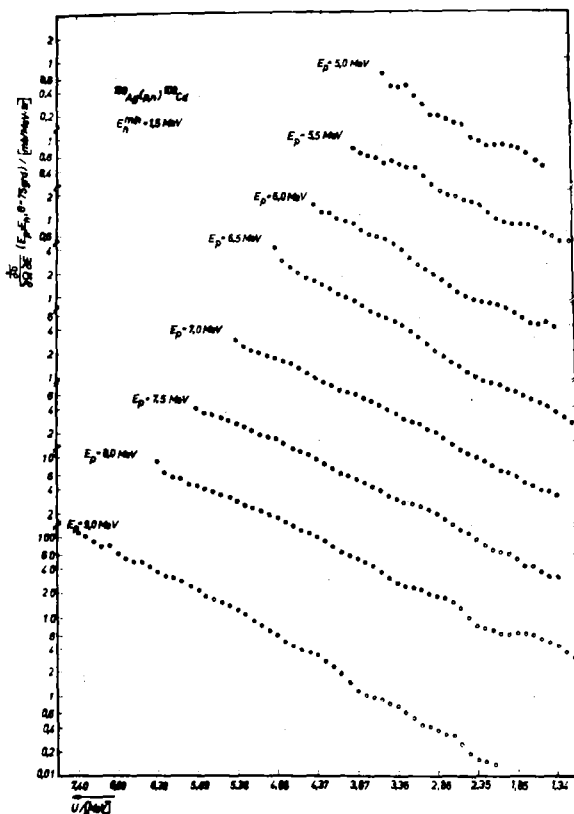


рис. I Абсолютные нейтронные спектры реакции $^{109}\text{Ag}(p,n)$ при начальной энергии протонов $E_p = 5,0 \dots 9,0$ Мэв

$$P(U) = \frac{\sqrt{\pi}}{12} \frac{\exp [2 \{ a(U-\delta) \}^{1/2}]}{a^{1/4} U^{5/4}}. \quad (2)$$

Оказывается, что полученные спектры не описываются постоянным параметром a , напротив, параметр плотности уровней растёт с

ростом энергии возбуждения U так, что $a \approx 8 \text{ Мэв}^{-1}$ при $U \approx 2 \text{ Мэв}$ и $a \approx 12 \text{ Мэв}^{-1}$ при $U \approx 4,5 \text{ Мэв}$. Это наблюдается независимо от энергии падающих протонов E_p . Другое поведение наблюдается, если исходить из функции плотности $P(U)$ на основе модели постоянной температуры T :

$$P(U) = R \cdot \exp [U/T]. \quad (3)$$

Анализ спектров с помощью (1) и (3) приведёт к ядерным температурам, показанным на рис. 2. Видно, что T в рамках точности эксперимента и анализа практически не зависит ни от E_p , ни от угла ψ . Таким образом, если исходить из функции плотности (3), то для описания экспериментальных данных не требуется допускать наличие вклада от прямых или полупрямых процессов при данной реакции $^{109}\text{Ag}(p,n)$ и при $E_p \leq 9 \text{ Мэв}$.

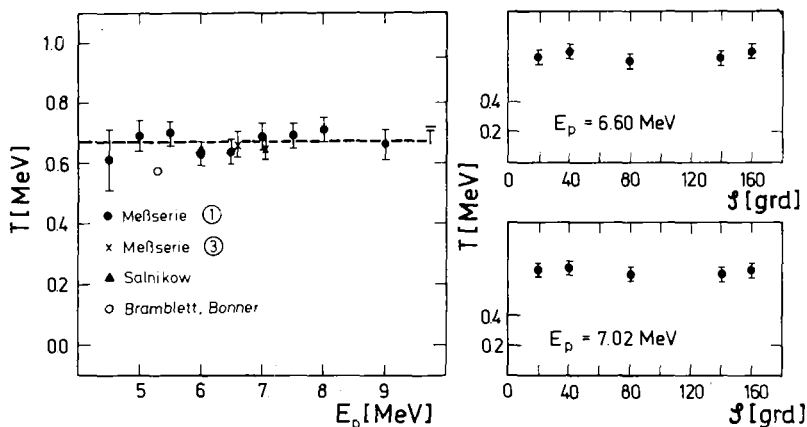


Рис. 2. Ядерная температура T , полученная путем подгонки выражений (1) и (3) к экспериментальным спектрам. Слева - спектры под $\psi = 75^\circ$ при $E_p = 4,5 \dots 9,0 \text{ Мэв}$ (\bullet и \times - результаты данной работы, \blacktriangle - [1], \circ - [3]), справа - спектры под разными углами при $E_p = 6,60$ и $7,02 \text{ Мэв}$

Однако было показано [2], что анализ экспериментальных спектров также приведет к удовлетворительным результатам, если исходить из функции плотности (2) с постоянным параметром плотности $a = 16 \text{ МэВ}^{-1}$ и прибавить предравновесную составляющую спектра величиной меньше 5 % от полного спектра. Поэтому определённый количественный вывод о наличии заметного прямого или предравновесного вклада в механизм данной реакции сделать пока невозможно. Для дальнейшего выяснения этого вопроса целесообразно при анализе исходить из параметра плотности a , зависящего от энергии возбуждения U , полученного из более точных структурных моделей. В любом случае уже на основе данного анализа можно заключить, что вклад предравновесных процессов лежит в пределах 0...5 %.

Литература

- [1] Г.В. Котельникова, А.Г. Колпочёв, Г.Н. Довчикова, О.А. Сальников, А.Н. Труфанов, Н.И. Фетисов,
ФЗИ - 690, Обнинск, 1976 г.
- [2] D. Katzmer, J. Rumpf, Dissertation, TU Dresden, 1976
- [3] Bramblett, Bonner, Nucl. Phys. 20 (1960) 395

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ $^{55}\text{Mn}(p,n)$ ПРИ ЭНЕРГИЯХ ПРОТОНОВ
В ДИАПАЗОНЕ ЭНЕРГИИ $E_p = 3,5 \dots 7,5$ Мэв

THE STUDY OF (p,n) REACTION ON ^{55}Mn FOR PROTON ENERGY
RANGE $E_p = 3,5 \dots 7,5$ Mev

Г. Гельфер, Д. Кэцмер, Д. Зелигер, Д. Румф,
В. Пильц, Д. Шмидт, Т. Штрейл

(Технический университет, г. Дрезден, ГДР)

С помощью спектрометра по методу времени пролёта на тандем-ускорителе ЭГП-10-1 ЦИЯИ Россендорф (АН ГДР) исследовалась реакция $^{55}\text{Mn}(p,n)$ при энергиях протонов в пределах $E_p = 3,5 \dots 7,5$ Мэв. Были получены функции возбуждения шагом 0,5 Мэв для нейтронных групп n_0 (основное состояние конечного ядра), n_1 ($U_x = 0,410$ Мэв), n_2 ($U_x = 0,930$ Мэв) и для двух близко лежащих состояний, соответствующих группам n_3 и n_4 ($U_x = 1,320$ Мэв и $U_x = 1,410$ Мэв соответственно). Кроме того, измерялись угловые распределения нейтронов выхода при $E_{p,\text{лаб}} = 4,12$ и 6,00 Мэв. На рис. 1-3 показаны полученные экспериментальные данные.

Из анализа угловых распределений можно делать вывод, что нет заметного вклада от прямых процессов. Результаты от расчёта по методу Хаузера-Фешбаха с программой ELIESE [1] и параметрами оптической модели [2, 3] также показаны на рис. 2 и 3. Обнаруживается удовлетворительное согласие расчётов с экспериментальными результатами, а соотношения отдельных парциальных сечений друг к другу при определенной энергии протонов получаются достаточной точностью. Заметное расхождение имеется только в случае уровня $U_x = 0,410$ Мэв при энергии протонов $E_{p,\text{лаб}} = 4,12$ Мэв, причина этого пока не ясна.

Полученные функции возбуждения имеют типичные максимумы, возникающие вследствие возрастающего числа открытых каналов распада составного ядра с ростом энергии протонов.

Из полученных данных можно делать вывод, что в данном диапазоне энергии описание реакции $^{55}\text{Mn}(p,n)$ в рамках равновесной статистической теории составного ядра дает вполне удовлетворительное описание экспериментально полученных сечений.

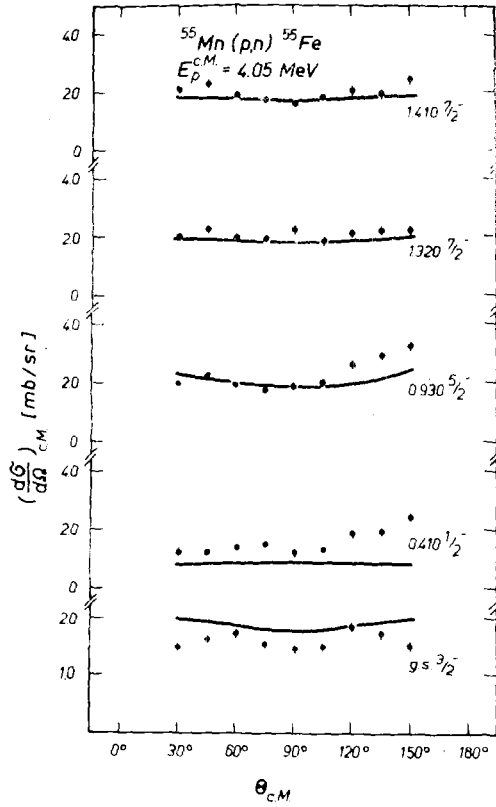


Рис.1. Дифференциальные сечения $^{55}\text{Mn}(p,n)$ в системе ц.м. при начальной энергии протонов $E_p = 4,05 \text{ МэВ}$; кривые представляют результат расчета по теории Гаузера-Фешбаха [1]

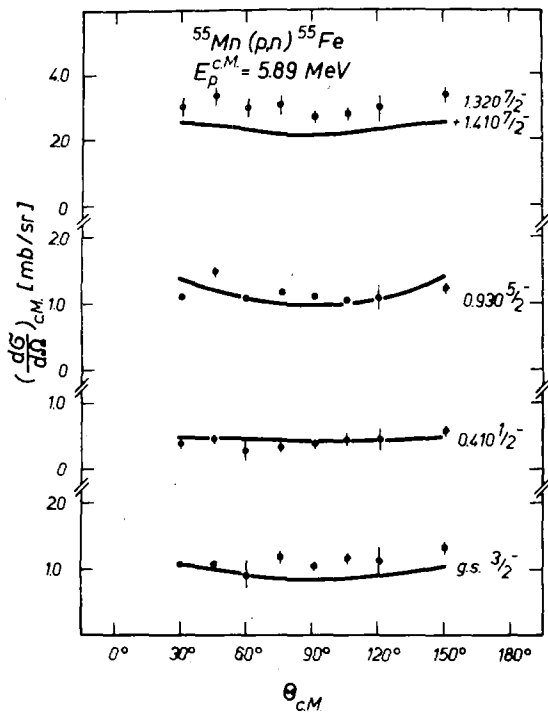


Рис.2. То же, что на рис. 1,
 при начальной энергии $E_p = 5,89$ Мэв

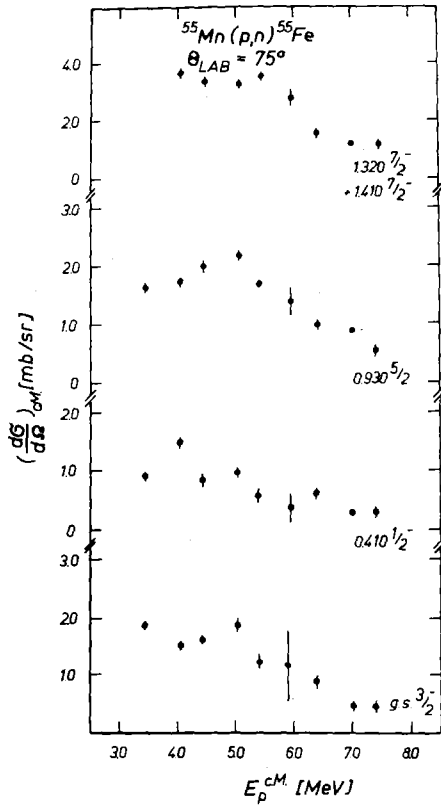


Рис.3. Экспериментально полученные функции возбуждения

Литература

- [1] G. Kießig, Dissertation TU Dresden 1974
- [2] F.D. Becchetti, G.W.Greenlees, Phys. Rev. 182 (1969) 1190
- [3] J.R. Huizenga, Nucl. Phys. 29 (1962) 462

СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИЙ $(n,2n)$, (n,p) и (n,α)
ДЛЯ НЕКОТОРЫХ ИЗОТОПОВ ХРОМА И ЦИРКОНИЯ
ПРИ ЭНЕРГИИ НЕЙТРОНОВ 14,8 МэВ

К.Сайлер, Ш.Дароци, П.Райч, Ш.Надь

(Институт экспериментальной физики Университета им. Л.Кошута,
Дебрецен, ВНР)

В статье даны результаты измерений сечений реакций $(n,2n)$, (n,p) и (n,α) для некоторых изотопов хрома и циркония при энергии нейтронов 14,8 МэВ. Измерения проводились активационным методом при помощи Ge(Li)-детектора.

THE CROSS SECTIONS OF $(n,2n)$, (n,p) , (n,α) REACTIONS FOR
14,8 MeV NEUTRONS ON ISOTOPES OF Cr AND Zr

Cross-sections of $(n,2n)$, (n,p) and (n,α) reactions are presented, measured for some isotopes of Cr and Zr at 14,8 MeV neutron energy. The measurements were performed by activation method using Ge(Li) gamma-spectrometer.

Введение

Как известно, литературные данные по сечениям нейтронных реакций при энергии нейтронов 14 МэВ имеют большой разброс. Для измерения сечений в большинстве случаев был использован активационный метод. Поскольку при таких энергиях нейтронов почти все каналы реакции открыты, при анализе экспериментальных данных активности, измеренных с помощью классических детекторов, можно сильно ошибаться, особенно в случае использования многоизотопных мишеней естественного состава. Поэтому с проявлением Ge(Li)-детекторов имело и имеет смысл снова измерить эти сечения, уточнить их значения и тем самым объяснить существующий разброс данных.

Наша основная цель - снова измерить сечения всех доступных для активационного метода нейтронных реакций на изотопах элементов с порядковым номером $Z = 20 - 50$. В этой области элементов в небольшом интервале числа протонов и нейтронов можно исследовать влияние на сечения реакций замкнутых оболочек с числом нуклонов 20, 28 и 50. С другой стороны, тут находятся наиболее важные конструкционные материалы реакторов.

Экспериментальная методика

Источником нейтронов служил нейтронный генератор, работающий по реакции ${}^3\text{H}(\alpha, n){}^4\text{He}$. В облучениях употреблялись толстые тритиевые мишени, полностью поглощающие бомбардирующие дейтроны с энергией 180 кэВ анализированного пучка. TiT-мишень помещалась во вращающемся стальном держателе с водяным охлаждением. Образцы хрома естественного изотопического состава получались из порошка Cr_2O_3 прессовкой в коробку плексигласа. Циркониевые образцы изготовлены из металлической фольги высокой чистоты. Для измерения потока нейтронов образцы были расположены между двумя алюминиевыми фольгами; этот сандвич располагался под углом 0° к направлению пучка дейтронов. Абсолютная бета-активность ${}^{24}\text{Na}$, ядра-продукта реакции ${}^{27}\text{Al}(n, \alpha)$ была измерена при помощи пропорционального 4Г-счётчика типа 2I54-I-I М. Были учтены поправки, связанные с эффективностью счётчика, самопоглощением бета-частиц, наложением импульсов, а также с долей ядер отдачи, вылетавших из алюминиевой фольги при облучении. Для контроля изменения потока нейтронов во время облучения использовался сцинтилляционный счётчик с кристаллом ${}^6\text{LiI}(\text{Eu})$. Подробнее данные образцов и условия облучений, а также измерений гамма-спектров представлены в табл. I.

Для измерения гамма-спектров облученных образцов хрома и циркония использовался Ge(Li)-детектор объёмом 40 см^3 (разрешением 3,2 кэВ при энергии 661,6 кэВ) и анализатор типа "Дидак-4000". Абсолютная эффективность Ge(Li)-детектора в интервале энергий 50 - 2200 кэВ была определена с помощью калиброванных источников ${}^{226}\text{Ra}$ и ${}^{182}\text{Tl}$ такого же размера, как и образцы [I]. Фоновые спектры облученных коробок образцов хрома измерялись в отдельном опыте. Обработка гамма-спектров осуществлялась с помощью ЭВМ, а в критических случаях проверялась и графическим методом. При оценке интенсивностей отдельных гамма-линий учитывались поправки на самопоглощение гамма-квантов и на наложения импульсов от их случайных и истинных совпадений. Мёртвое время измерялось анализатором. Энергия и коэффициент ветвления гамма-квантов, использованных для измерения данного сечения, а также период полураспада соответствующего ядра-продукта представлены в табл. 2 (2-й и 3-й столбец). Все эти данные - литературные, как и показано в таблице.

Экспериментальные условия

Таблица I

№ облучения	I	2	I	2
Образец	Cr ₂ O ₃ порошок		Zr фольги	
Диаметр образца (мм)	I0	I9	I0	I9
Толщина образца (мм - мг/см ²)	0,30-69,2	0,3I-7I,7	0,I3-8I,8	0,I3-8I,8
Масса образца (мг)	54,3	203,2	65,9	239,7
Расстояние от мишени, z (мм)	I2,2	20,7	II,6	I9,9
Средняя энергия ± разброс энергии нейтронов (Мэв): (с доверительностью 68%)			I4,8I ± 0,25	
Реакция для измерения потока нейтронов и её сечение (мбарн)			²⁷ Al(n,α) ²⁴ Na III,7 [К]	
Al фольги: диаметр (мм)	I0	I9	I0	I9
толщина (мм)	0,I	0,044	0,I	0,044
Поток нейтронов (см ⁻² сек ^{-I})	8,94·I0 ⁸	2,35·I0 ⁸	6,56·I0 ⁸	2,66·I0 ⁸
случайная погрешность	±I%	±2%	±I%	±2%
Неоднородность потока (%)				
по поверхности,	±5	±7,5	±5	±7,5
вдоль толщины образца	±I,5	±I,2	±0,5	±0,4
Время облучения (мин)	I5	60	60	60
Число гамма-спектров	3	6	4	6
в интервале времени	I мин-6 ч	2 мин-50 сут	2 мин-2 сут	2 мин-5I сут

[К]: Y. Kanda, R. Nakasima, Proc. Conf. on Neutron Cross-Sections and Technology /Washington, D.C., March 4-7, 1968/, NBS Spec. Publ. 299, Vol.I., 193/1968/

Результаты измерений и их обсуждение

Измеренные нами значения сечений вместе с литературными данными приведены в табл. 2 (4-6-й столбец соответственно). Поскольку результаты отдельных измерений (разные образцы, разные геометрические условия при облучениях и измерениях активности, разные гамма-линии) не показывали никаких систематических расхождений, величины сечений являются взвешенными средними по статистическим ошибкам этих результатов. В случае использования образцов природного состава активационным методом часто невозможно отделить те реакции, которые дают те же самые конечные ядра. Поэтому в первом столбце табл. 2 представлены не только основные реакции (ради простоты реакции типа (n,d) отдельно не показаны). Погрешность сечений (с доверительностью 68%) складывалась из статистических ошибок числа зарегистрированных импульсов в пике, случайной ошибки в значении потока нейтронов и абсолютной эффективности Ge(Li)-детектора. В погрешностях, представленных в табл. 2, не включены систематические ошибки, связанные с измерением потока нейтронов и эффективности Ge(Li)-детектора и выбранными нами величинами ядерных констант.

В измеренных гамма-спектрах обоих образцов каждая существенная гамма-линия была идентифицирована. При расчёте сечений были учтены все возможные способы и ветви распада интересующих и мешающих нас ядер по последним схемам распада из литературы [2] (по этим же схемам определялись поправки на наложения импульсов от истинных совпадений). Так, например, при определении сечения реакции $^{90}\text{Zr}(n,2n)^{89}\text{Zr}$ вклад изомерного состояния учитывался по коэффициенту ветвления его распада, равному 0,9376. Измеренное гамма-линией энергии 1024,25 кэВ сечение дало возможность определить вклад реакции $^{94}\text{Zr}(n,\alpha)^{91}\text{Sr}$ в распада ядра-продукта ^{91}In реакции $^{91}\text{Zr}(n,p)$.

При сравнении наших результатов с литературными данными получается обычная картина: измеренные сечения в одних случаях хорошо согласуются, а в других различаются вне пределов ошибок. В этой связи нам кажется, что изменение этого положения не ожидается, пока авторы-экспериментаторы не учитывают влияние рассеянных на держателе Т-мишени нейтронов. Эффект рассеянных нейтронов хорошо известен в случае измерения акти-

Таблица 2

Результаты измерения сечений реакций

Реакция	$T_{I/2}, [ч]$ $Y (%)$	$E_{\beta}(\text{кэВ}), I_{\beta}(\%)$	Сечения реакций, σ (мб)		
			наши результаты	литературные данные	
				эксп.	расч.
I	II	III	IV	V	VI
$^{50}_{Cr}(n, 2n)^{49}_{Cr}$	42,0 м 4,35	90,65; 68 [H] 152,85; 32 [H]	21,9 \pm 0,5	24 \pm 5 [X]	29,4 [B]
$^{52}_{Cr}(n, 2n)^{51}_{Cr} +$ $^{50}_{Cr}(n, \beta)^{51}_{Cr}$	27,71 д 83,79	320, I; 9,8 [Г]	439 \pm 12	—	352 [B]
$^{52}_{Cr}(n, p)^{52}_{V} +$ $^{53}_{Cr}(n, np)^{52}_{V}$	3,755 м 83,79	1434,2; 100 [H]	70,8 \pm 2,0	94 \pm 10 [X]	80 [Л]
$^{53}_{Cr}(n, p)^{53}_{V} +$ $^{54}_{Cr}(n, np)^{53}_{V}$	1,55 м 9,50	1006,0; 88,7 [H]	33,2 \pm 4,0	40 \pm 7 [X]	45 [Л]
$^{54}_{Cr}(n, \alpha)^{51}_{Ti}$	5,76 м 2,36	320, I; 95 [H]	13,4 \pm 1,2	7 \pm 4 [X]	II [Л]
$^{90}_{Zr}(n, 2n)^{89m}_{Zr}$	4,18 м 5I,4	587,8; 89,5 [H] 1507,4; 6,04 [H]	105 \pm 3	124 \pm 10 [Ш]	798 [B]
$^{90}_{Zr}(n, 2n)^{89g}_{Zr}$	78,5 ч 5I,4	909,2; 99,87 [H]	617 \pm 15	638 \pm 47 [Ш]	
$^{90}_{Zr}(n, p)^{90m}_{Y} +$ $^{91}_{Zr}(n, np)^{90m}_{Y}$	3,19 ч 5I,4	202,5I; 97,00 [H] 479,53; 90,56 [H]	II,3 \pm 0,3	11,0 \pm 0,8 [Ш]	—
$^{91}_{Zr}(n, p)^{91m}_{Y} +$ $^{92}_{Zr}(n, np)^{91m}_{Y}$	49,7 м II,2	555,63; 58 [Г]	17,7 \pm 0,4	—	—

I	II	III	IV	V	VI
$^{92}\text{Zr}(n,p)^{92}\text{Y}$	3,53 ч 17,1	934,52; 13,9[Г]	20,6±0,6	---	19 [Л]
$^{94}\text{Zr}(n,p)^{94}\text{Y}$	19 м 17,5	919,2; 73,5[Н]	5,7±0,2	---	10 [Л]
$^{90}\text{Zr}(n,\alpha)^{87\text{m}}\text{Sr} +$ $^{91}\text{Zr}(n,\alpha)^{87\text{m}}\text{Sr}$	2,81 ч 51,4	388,45; 83,0[Г]	3,7±0,1	3,85±0,35[Ш]	---
$^{94}\text{Zr}(n,\alpha)^{91}\text{Sr}$	9,48 ч 17,5	1024,25; 33[Г]	4,7±0,2	---	4 [Л]

$T_{1/2}$ - Время полураспада продукта реакции (ч: час, м: минута, д: день).

у - Распространённость изотопа.

E_{γ} , I_{γ} - Энергия и коэффициент ветвления гамма-линии использованной для определения сечения реакции.

[Л]: В. Н. Левковский, ЯФ 18, 4/1973/ 705.

[Ч]: Chart of the Nuclides, Eleventh Edition, Knolls Atomic Power Laboratory, USA, 1972.

[Н]: Nuclear Data Sheets, 1970-75.

[Г]: R. Gunnink, Gamma-Ray Energies and Intensities, LLL-Preprint /1975/.

[Х]: P. Holmberg, R. Rieppo, J. K. Keinänen, M. Valkonen, J. Inorg. Nucl. Chem. 36/1974/ 715.

[Ш]: R. A. Sigg, P. K. Kuroda, J. Inorg. Nucl. Chem. 37/1975/ 631.

[Б]: З. Т. Вёды, INDC/HUN/-10 Jan. 1973 /IAEA, Vienna/ - КОМПИЛЯЦИЯ

вационным методом сечения (n, γ) -реакции [3]. Поскольку функции возбуждения измеряемой реакции и реакции, используемой для определения потока нейтронов, могут сильно отличаться, рассеянные нейтроны, по-видимому, могут влиять на величину сечения и в случае реакции (n, p) , (n, α) , $(n, 2n)$ и т.п.

Эффект рассеянных нейтронов не был изучен и в данной работе, поэтому результаты её являются только предварительными.

Список литературы

- 1 Nagy S., Sailer K., Daróczy S., Raics P., Nagy J., Germán B., Magyar Fizikai Folyóirat, XXII /1974/ 323.
- 2 Nuclear Data Sheets, 1970 - 75.
- 3 Г. Пето, Й. Чикай, Нейтронная Физика. Ч 3. Обнинск, 1974 (Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике).

ALPHA PARTICLE EMISSION FROM FAST NEUTRON
INTERACTIONS WITH THE ^9Be NUCLEI

S. Burzyński, K. Rusek, W. Smolec, I. M. Turkiewicz,
J. Turkiewicz, P. Żuprański.

(Institute of Nuclear Research, Warsaw, Poland)

Abstract

Angular distributions of alpha particles emitted in the $^9\text{Be}/n, \alpha/{}^6\text{He}$ reaction have been measured at neutron energies 12.2, 14.1 and 18.0 MeV. The results indicate the dominance of heavy particle stripping in the mechanism of the $^9\text{Be}/n, \alpha/{}^6\text{He}$ reaction in the investigated neutron energy range.

Angular distributions of alpha particles emitted in the $^9\text{Be}/n, \alpha/{}^6\text{He}$ reaction were measured at neutron energies equal to 12.2 ± 0.06 , 14.1 ± 0.26 and 18.0 ± 0.16 MeV. Neutrons were produced in the ${}^3\text{H}/d, n/{}^4\text{He}$ reaction with deuterons accelerated to an energy of 2 MeV in a Van de Graaff accelerator.

The target investigated was prepared by a vacuum evaporation of beryllium onto a thick carbon backing. The thickness of beryllium /1 mg/cm²/ was determined from energy loss of alpha particles from ThC and ThC' sources deposited on the carbon backing prior to evaporation.

Charged particles emitted from the target under neutron bombardment were detected in a counter telescope consisting of two gas proportional ΔE counters /filled with hydrogen at a pressure of 200 mm Hg/ and a silicon surface

barrier E detector. The energy calibration of the E counter was made using alpha particles from the $^{28}\text{Si}/n, \alpha/^{25}\text{Mg}$ reaction produced in the silicon detector by incident neutrons. The neutron flux was determined by counting the protons recoiled from a thin polyethylene foil in a CsI/Tl/ scintillation counter. During the experimental runs $[\Delta E, E]$ events were stored on a magnetic tape and simultaneously fed into a minicomputer for processing of the data on-line. As a result, particle identification was effected and energy distributions for different particles were extracted. Simultaneous detection of ^4He and ^6He particles made it possible to obtain at one lab setting the numbers of α -particles emitted at two angles. In fig.1 the angular distributions measured are presented. These distributions do not differ significantly, thus confirming an earlier suggestion ^{1/} that direct process is mainly responsible for the reaction.

An attempt was made to analyse the angular distribution following the method given by Edwards ^{2/} in the frame of PWBA assuming that the process proceeds in the two modes described in fig.2. The first mode /a/ is heavy particle stripping of ^5He and implies a $^4\text{He} + ^5\text{He}$ structure for the ^9Be nucleus. The second mode /b/ corresponds to a pick-up of ^3He with the ^9Be nucleus considered as $^3\text{He} + ^6\text{He}$.

The reasonable fit was obtained in the whole neutron energy range with a preponderant heavy particle stripping contribution. This fit is illustrated in fig.2.

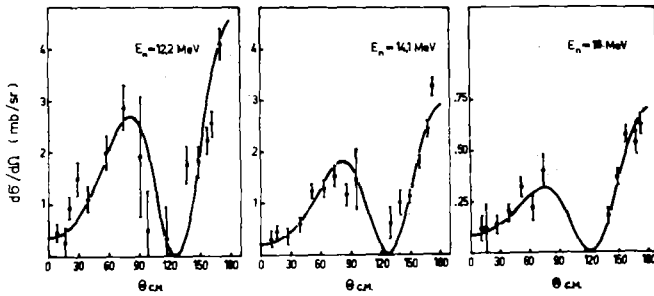


Fig 1

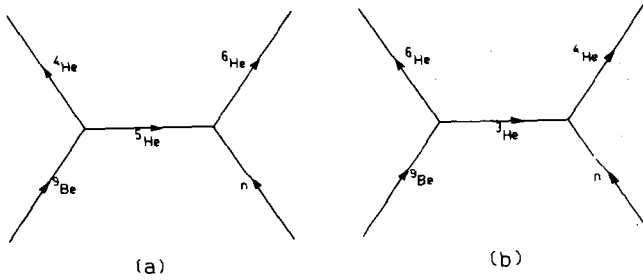


Fig 2

References

- 1/ G.Paic, D.Rendic, P.Thomas, Nucl.Phys.A96 /1967/476
- 2/ S.Edwards, Lectures on the theory of direct reactions, Florida State University, 1965.

СПЕКТРЫ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ,
НЕУПРУГО РАССЕЯННЫХ ЯДРАМИ Al, Fe, Co, Nb

Ю.Е.Козырь, В.А.Плюйко, Г.А.Прокопец

(Киевский государственный университет)

Методом времени пролета измерены спектры нейтронов с начальной энергией 14,6 Мэв, неупруго рассеянных ядрами Al, Fe, Co, Nb. Измеренные значения дифференциальных сечений сравниваются с расчетом по статистической модели, учитывающей предравновесную эмиссию нейтронов.

THE SPECTRA OF INELASTIC SCATTERING NEUTRONS FOR NUCLEI Al, Fe, Co, Nb

The spectra of the inelastically scattered neutrons with the incident energy 14,6 Mev on the Al, Fe, Co, Nb have been measured by the time-of-flight method. Obtained values of the differential cross-section are compared with statistical model calculation taking into account the pre-equilibrium emissions of neutrons.

Цель настоящей работы было измерение спектра нейтронов эмиссии с высоким энергетическим разрешением для последующего сравнения с расчетами по экситонной модели. Источником нейтронов с энергией 14,6 Мэв служила реакция $T(d, n)^4He$, для временной привязки и мониторинга регистрировались α -частицы. За счет механической и электронной коллимации формировался нейтронный пучок расходимостью $\pm 1,5^\circ$ при полной защите источника нейтронов. Пролетная база спектрометра составляла 3 м, временное разрешение $1,7 \frac{нсек}{м}$. Рассеянные нейтроны регистрировались детекторами с кристаллами стильбена, применялась дискриминация импульсов по форме. Для определения фона измерялся спектр без рассеивателя; фон был обусловлен, в основном, случайными совпадениями. Подробное описание методики измерений и калибровки нейтронного детектора приведено в работе [1]

При расчетах предполагалось, что неупругое рассеяние идет с образованием составной системы, а реакция $(n, 2n)$ протекает путем последовательного испускания нейтронов. Спектр нейтронов, испущенных до установления равновесия в промежуточном ядре с возбуждением U , имеет вид [2]

$$\frac{d\sigma(n, n')}{dE} = \sigma_c(n) \sum_{n=n_0}^{\bar{n}(U)} t_n^1 I_1^n(E); \quad (1)$$

n_0, \bar{n} - начальное и равновесное число экситонов;

t_n^1 - время жизни n -экситонного состояния; $\sigma_c(n)$ - сечение

образования составного ядра; $I_1^n(E)dE$ - скорость испускания нейтрона с энергией от E до $E + dE$ из состояния с n экситонами.

$$I_1^n(E) = \frac{2S+1}{\pi^2 h^3} \mu E \sigma_c(n) \frac{\rho_{n-n_1}^f(U_f)}{\rho_n^c(U)} ; \quad (2)$$

S, μ - спин и приведенная масса нейтрона; U_f - энергия возбуждения конечного ядра; ρ_n^c, ρ_n^f - плотности уровней начального и конечного ядер в n -экситонном состоянии, в расчетах использованы ρ_n по Эриксону [3]; n_1 - число экситонов, уносимых нейтроном.

В реакции $(n, 2n)$ второй нейтрон испускается из равновесного состояния; их спектр имеет вид

$$\frac{d\sigma}{dE_2} = \sigma_c(n) \sum_{n=n_0}^{\bar{n}(U)} \int_0^{U-S_1-S_2-E_2} dE t_n^1 I_1^n(E) \frac{I_2(E_2)}{\sum_i \int_0^{U-S_1-S_2} I_2(E_i) dE_i} ; \quad (3)$$

S_1, S_2 - энергия отделения первого и второго нейтрона;

S_i - энергия отделения частицы i от ядра-мишени;

$I_2(E_i)$ - средняя скорость испускания частицы i энергией E_i из равновесных состояний ядра-мишени. Суммирование в знаменателе по всем частицам, которые могут испускаться ядром.

Для времени жизни n -экситонного состояния использовалась следующая оценка:

$$t_n = \frac{2(n+1)}{L(n, U) q U} ; \quad (4)$$

$L(n, U)$ - суммарная скорость испускания частиц из n -конфигурации; q - параметр плотности состояний. Такая оценка t_n учитывает возможность испускания частиц как на предравновесной, так и на равновесной стадии.

Полученные значения $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$ приведены на рис.1-4, расчетные значения изображены сплошной кривой. На экспериментальных спектрах не производилось вычитание вклада упругого рассеяния и прямого возбуждения низколежащих уровней, поэтому расхождение с расчетом для $E_n \approx 10$ Мэв является естественным. В остальном же наши теоретические кривые, полученные без каких-либо подгоночных параметров, хорошо описывают экспериментальный спектр, что подтверждает основные предположения модели.

Литература

1. Козырь Ю.Е., Прокопец Г.А., Стрижак В.И. "Украинский физический журнал", 1975, т.20, с.2061.
2. Cline C.K., Blann M. "Nucl. Phys.", 1971, v.A172, p. 225.
3. Ericson T. "Adv. Phys.", 1960, v. 9, p. 425.

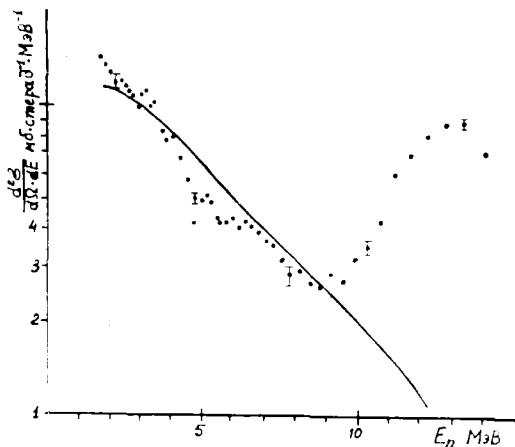


Рис.1.Спектр нейтронов, рассеянных алюминием

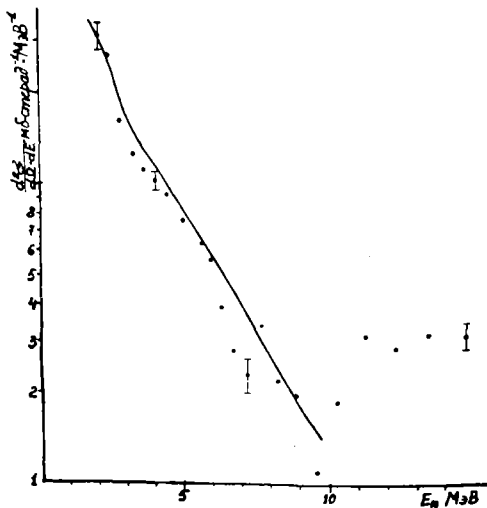


Рис.2.Спектр нейтронов, рассеянных железом.

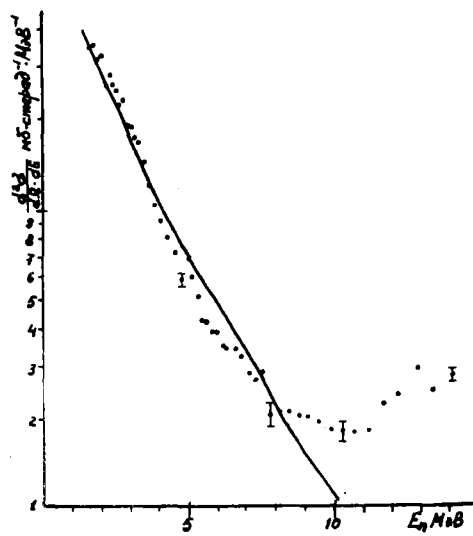


Рис.3.Спектр нейтронов, рассеянных кобальтом

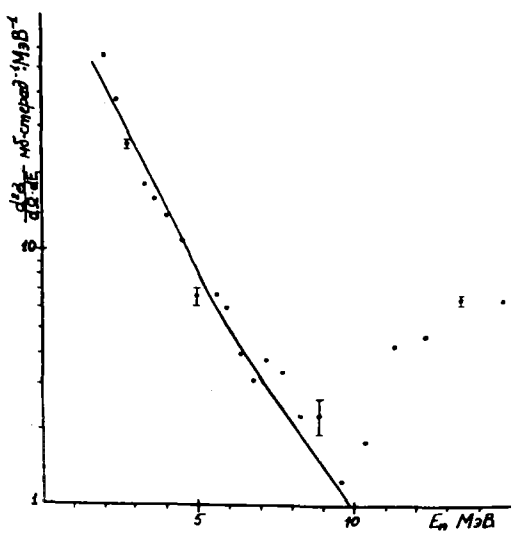


Рис.4.Спектр нейтронов, рассеянных ниобием

СПЕКТРЫ И УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НЕЙТРОНОВ
ИЗ РЕАКЦИИ $^{181}\text{Ta}(p, n)^{181}\text{W}$ И $^{181}\text{Ta}(n, n')^{181}\text{Ta}$

Н.С.Бирюков, Б.В.Журавлёв, Н.В.Корнилов, А.Н.Руденко,
С.А.Сальников, В.И.Трыкова

(ФЭИ ГКАЗ СССР)

В данной работе измерены спектры и угловые распределения нейтронов из реакций $^{181}\text{Ta}(n, n')^{181}\text{Ta}$ при начальной энергии нейтронов $9,1 \pm 0,2$ МэВ и $^{181}\text{Ta}(p, n)^{181}\text{W}$ при $E_p = 10,2 \pm 0,2$ МэВ. Спектры нейтронов измерялись методом времени пролёта на 150 см циклотроне ФЭИ под углами $30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ$. Показано, что при одинаковой энергии возбуждения ядер интегральный спектр неупругорассеянных нейтронов имеет более жесткую форму, чем спектр нейтронов из реакции (p, n) .

SPECTRA AND ANGULAR DISTRIBUTION OF NEUTRONS FROM
 $^{181}\text{Ta}(p, n)^{181}\text{W}$ AND $^{181}\text{Ta}(n, n')^{181}\text{Ta}$ REACTIONS

The spectra and the angular distributions of neutrons from the reactions $^{181}\text{Ta}(n, n')^{181}\text{Ta}$ at the initial energy of neutrons $9,1 \pm 0,2$ MeV and $^{181}\text{Ta}(p, n)^{181}\text{W}$ $E_p = 10,2 \pm 0,2$ MeV are measured. The spectra of neutrons are measured by means of the time-of-flight method at the 150cm cyclotron of PEI for angles of $30^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ$.

It is shown that the integral spectrum of the inelastically scattered neutrons has the harder shape than that of neutrons from the (p, n) reaction for the same excitation of the residual nuclei.

1. Анализ имеющихся в литературе экспериментальных данных указывает на существенное различие в форме спектров и угловых распределений нейтронов из реакций (p, n) и (n, n') . Если спектр нейтронов из реакции (p, n) при энергии протонов меньшей высоты кулоновского барьера практически полностью описывается максвелловским распределением и угловая зависимость имеет изотропный или симметричный характер [1], то в реакции (n, n') наблюдается избыток нейтронов в жесткой части спектра и асимметрия в угловом распределении даже при более низких энергиях возбуждения [2, 3]. С целью изучения особенностей механизма этих ядерных реакций и была поставлена данная работа.

В работе измерялись спектры и угловые распределения нейтронов из реакций $^{181}\text{Ta}(n, n')^{181}\text{Ta}$ при начальной энергии нейтронов $9,1 \pm 0,2$ МэВ и $^{181}\text{Ta}(p, n)^{181}\text{W}$ при $E_p = 10,2 \pm 0,2$ МэВ. Начальные энергии протонов и нейтронов выбраны так, чтобы получить оди-

наковый интервал энергий возбуждения ($G_{p,n} = -0,972$ МэВ). Конечно, в исследуемых в данной работе реакциях образуются разные составные ядра. Однако это не столь существенно, так как при таких энергиях возбуждения основную роль играют не индивидуальные свойства ядер, а среднестатистические. Исследуемые ядра далеки от областей, где проявляются оболочечные эффекты, в обеих реакциях полное число нуклонов в остаточном ядре нечётное.

2. Спектры нейтронов измерялись методом времени пролёта на 150-см циклотроне ФЭИ под углами 30° , 60° , 90° , 120° , 150° . Техника эксперимента, процедура измерения и обработки экспериментальных данных подробно описаны в работе [4]. Интегральные спектры и угловые распределения нейтронов из обеих реакций представлены на рис. 1 и 2. Из сравнения видно, что спектр нейтронов из реакций (n, n') имеет более жёсткую форму, а угловое распределение неупругорассеянных нейтронов указывает на наличие асимметричной компоненты, особенно в высокоэнергетической части спектра. Нейтронные спектры анализировались в рамках модели предравновесного распада ядер [5]. Равновесный спектр первого нейтрона рассчитывался в рамках статистического подхода Хаузера-Фешбаха; расчёты были проведены В.Г.Проняевым методом, изложенным в работе [6]. Спектр второго нейтрона рассчитывался в рамках модели последовательного испарения; эти расчёты были проведены В.М.Бычковым по программе, описанной в работе [7]. Коэффициенты проницаемости ядра вычислялись с использованием потенциала Беччети-Гринлиса [8]. Предравновесный спектр нейтронов рассчитывался аналогично тому, как это сделано нами в работе [3]. Результаты анализа представлены на рис. 1 и 2 и в табл. 1.

Таблица 1,

Реакция	α , %	G полной эмиссии нейтр., мб	G предравн. эмиссии нейтр., мб	G равнов. эмиссии первого нейтр., мб	G_{2n} , мб
Ta($n, n' + n, 2n$)	17 ± 2	3290 ± 380	560 ± 66	1940 ± 200	790 ± 120
Ta($p, n + p, 2n$)	$1 \pm 0,4$	632 ± 113	6 ± 3	404 ± 80	222 ± 35

Видно, что спектр нейтронов, испущенных при бомбардировке Та протонами, практически полностью описывается в рамках равновесного распада ядра; доля предравновесной эмиссии $1 \pm 0,4\%$. В

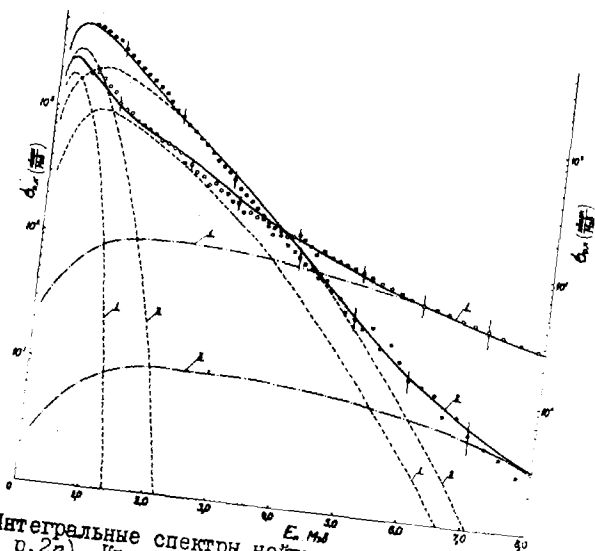


Рис. 1. Интегральные спектры нейтронов: \circ - $Ta(n, n'+n, 2n)$, \bullet - $Ta(p, n + p, 2n)$. Кривые - расчет: пунктирные - равновесные спектры первого и второго нейтронов, штрихпунктирные - предравновесные спектры, сплошные - полные спектры. Индекс 1 относится к реакции $Ta(n, n'+n, 2n)$, 2 - к $Ta(p, n + p, 2n)$

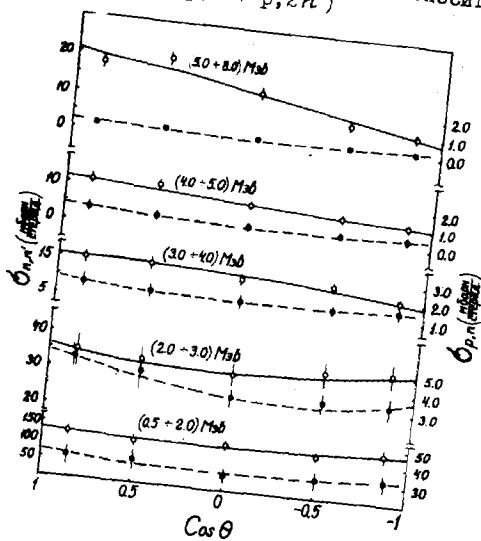


Рис. 2. Угловые распределения нейтронов: \circ - $Ta(n, n'+n, 2n)$, \bullet - $Ta(p, n + p, 2n)$. Кривые - аппроксимация экспериментальных данных разложением по полиномам Лежандра до второго порядка включительно.

спектре же неупругорассеянных нейтронов эта величина составляет $17 \pm 2\%$. Отношение дифференциальных сечений равновесной эмиссии нейтронов, представленное в табл. 2 для ряда энергий, показывает, что равновесные спектры имеют одинаковую форму и что имеющееся отличие в величине среднего орбитального момента, вносимого в ядро протонами и нейтронами, не приводит к отличию в форме этих спектров.

Таблица 2

E_n (МэВ)	2,0	3,0	4,0	5,0	6,0	7,0
$\frac{d\sigma_{n,n'}}{\alpha E_n} / \frac{d\sigma_{p,n}}{\alpha E_n}$	4,60	4,75	4,72	4,63	4,65	4,60

Согласно модели предравновесного распада ядер, доля нейтронов, испущенных до наступления равновесия, в реакциях (n, n') и (p, n) должна отличаться в 2 раза [9]; определенное в данной работе отличие существенно превышает эту величину. Как уже было показано нами в работе [10], спектр неупругорассеянных нейтронов при такой энергии возбуждения может быть описан в рамках механизма равновесного распада ядра и прямых реакций, без учета предравновесной эмиссии. Наблюдаемая на эксперименте сильная асимметрия в угловом распределении нейтронов, неупругорассеянных на ядрах Ta (интервал 5 - 8 МэВ), подтверждает, что за жесткую часть спектра ответственны прямые процессы. Вероятность же эмиссии нейтронов за счет прямого взаимодействия в реакции (p, n') должна быть намного меньше, на что указывают, в частности, результаты макроскопического анализа этих реакций [11]. Симметричный характер углового распределения нейтронов из реакции (p, n) подтверждает это предположение. По-видимому, этим и объясняется отличие в жесткой части спектров.

Литература

1. S.M.Grimes, T.D.Anderson et al. Phys. Rev., (1971), v.4, №2, 607-619.
2. D.B. Thompson, Phys. Rev., (1963), v.129, №4, p.1649.
3. Бирюков И.С., Муравлев Б.Д. и др. "Ядерная физика", 1974, т.19, вып.6, 1201.

4. Бирюков Н.С., Журавлев Б.В. и др. "Энергетическое и угловое распределение нейтронов, возникающих при бомбардировке $U-238$ нейтронами с энергией $9,1 \pm 0,2$ МэВ". Препринт ФЭИ-687, 1978.
5. S.Kalbach. Acta physica Slovaca, (1975), v.25, 100.
6. Проняев В.Г. ЯФИ, 1973, Атомиздат, 18, стр.14.
7. Бычков В.М., Пляскин В.И. "Вопросы Атомной науки и техники, серия Ядерные константы, 1977, вып.23, стр.20.
8. F.D.Becchetti, G.W.Greenlees. Phys. Rev., (1969), 182, 1190.
9. D.Seeliger. Proc. of the third Inter. Seminar on Interactions of Fast neutrons with nuclei, Gaussing 1972, (1973), ZFK-261, p.77.
10. Бирюков Н.С., Журавлев Б.В. и др. "Ядерная физика", 1977, т.25, вып.3,
11. I.D.Carlson et al. Nucl.Phys., (1975), A249, p.29.

НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ НА ЯДРАХ Os И Pt
ВБЛИЗИ ПОРОГА

Е.С.Конобеевский, Р.М.Мусаелян, В.И.Попов, И.В.Суркова
(ИЯИ. АН СССР)

Проведено исследование неупругого рассеяния нейтронов вблизи порога возбуждения коллективных уровней Os и Pt . Экспериментальные данные для изотопов Os находятся в соответствии с расчетами по статистической модели. В случае Pt наблюдается заметное расхождение с расчетами при использовании приближения независимых каналов.

INELASTIC SCATTERING OF NEUTRONS ON Os AND Pt NEAR
THE THRESHOLD

Neutron inelastic scattering leading to collective states of Os and Pt has been studied at the energies near thresholds. Experimental data for Os isotopes are consistent with statistical model calculations. On the case of Pt significant deviations from the independent channels approximation are observed.

Исследования неупругого рассеяния нейтронов на ядрах Os и Pt , обсуждаемые в данной работе, были предприняты с целью поиска отклонений от статистической модели в энергетической зависимости сечений возбуждения низколежащих коллективных состояний. Ранее в этой области ядер $A \sim 180-200$ такие данные были получены для ядер Hg и Pb [1].

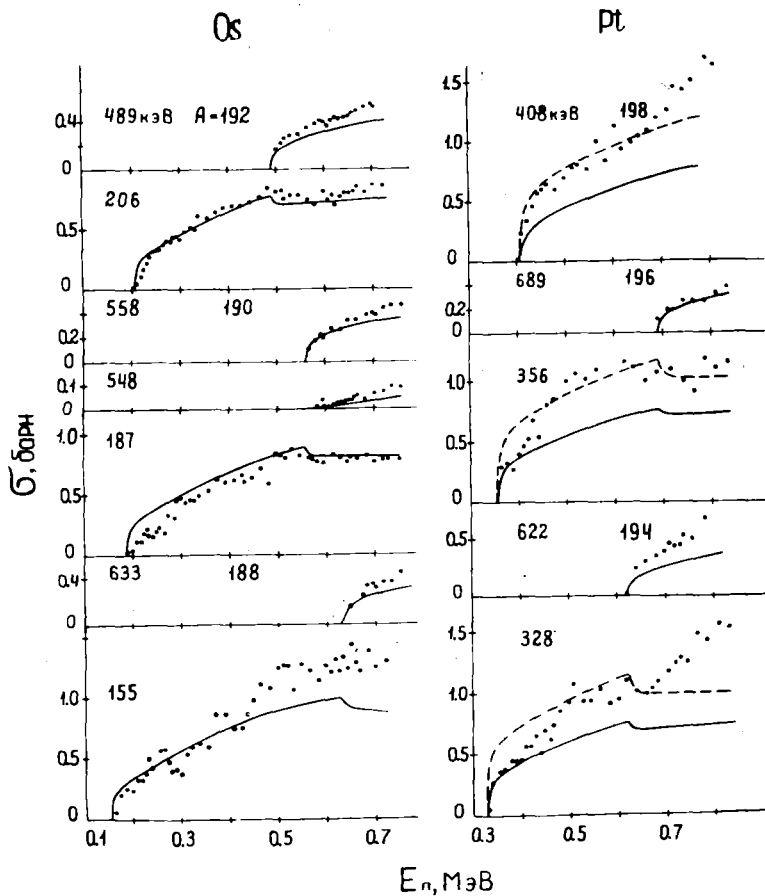
В настоящей работе измерены сечения для первых и вторых уровней 2^+ $^{188,190,192}Os$ и $^{192,194,196}Pt$, а также уровня 4^+ ^{190}Os в области порога возбуждения этих уровней в интервалах энергии 200-600 кэВ.

Метод измерения сечения реакции $(n, n'\gamma)$, основанный на регистрации γ -квантов $Ge(Li)$ -детектором, был описан ранее [2]. Образцы платины и осмия с естественным содержанием изотопов имели кольцевую форму и вес 170 и 181 г соответственно. Для оценки правильности поправки на самопоглощение γ -квантов, особенно значительной в случае изотопов осмия, были проведены дополнительные измерения с образцом

Os весом 76 г. Для получения нейтронов использовались реакции $T(p,n)$ и ${}^7Li(p,n)$. Энергетический разброс пучка нейтронов, в основном, определялся толщиной мишени и составлял $\sim 12-15$ кэВ.

При определении интенсивности γ -линий ${}^{188,190}Os$ и ${}^{196}Pt$ значительная погрешность возникает при учете фона. В γ -линии этих изотопов дает вклад γ -излучение, возникающее при захвате нейтронов нечетными изотопами ${}^{187,189}Os$ и ${}^{195}Pt$. Этот вклад оценивался путем измерений при энергии нейтронов ниже порога возбуждения уровней в реакции $(n,n'\gamma)$. Величина этой погрешности составляет $\sim 10-15\%$ для более высоких уровней. В остальных случаях ошибки в определении относительного выхода γ -квантов не превышают $\sim 10\%$. Ошибка, вносимая нормировкой сечений, составляет около 15% .

На рисунке представлены экспериментальные сечения для ${}^{188,190,192}Os$ и ${}^{194,196,198}Pt$. По оси абсцисс отложена средняя энергия нейтронов в системе центра масс. Здесь же приведены расчетные сечения по статистической теории, выполненные с использованием сферического оптического потенциала с параметрами Мольдауера. Этот потенциал дает удовлетворительное описание в среднем силовых функций в области $A \sim 190-200$ как для S -, так и для p -нейтронов. Сплошными кривыми представлены результаты расчетов по статистической теории в приближении независимых каналов. В расчетах использовались формулы для флуктуационного сечения Тепеля, Хофмана и Вайденмюллера [3], несколько модифицированные в работе [4]. В случае изотопов осмия наблюдается достаточно хорошее согласие экспериментальных сечений и расчетных значений, полученных в приближении независимых каналов. Для изотопов платины, особенно для ${}^{198}Pt$, экспериментальные сечения превышают соответствующие расчетные значения и лучшее соответствие достигается при расчете сечений по формуле Хаузера-Фешбаха, что можно рассматривать как свидетельство проявления эффекта связи каналов.



Экспериментальные и расчетные сечения:

- расчет в приближении независимых каналов;
- - - расчет по формуле Хаузера-Фешбаха

Литература

1. Конобеевский Е.С., Мусаелян Р.М., Попов В.И., Суркова И.В. "Изв. АН СССР", Сер. физ., 1973, т.37, с.1714.
2. Конобеевский Е.С., Мусаелян Р.М., Попов В.И., Суркова И.В. "Изв. АН СССР", Сер. физ., 1972, т.36, с.1963.
3. Terpel I.W., Hofmann H.M., Weidenmüller H.A. "Phys. Lett.", 1974, v.49B, p.1.
4. Hofmann H.M., Richert I., Terpel I.W., Weidenmüller H.A. "Ann. of Phys.", 1975, v.90, n.2, p.403.

НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ
НА ЯДРАХ Cd , Sn и Te .

Е.С.Конобеевский, Р.М.Мусаелян, В.И.Попов, И.В.Суркова
(ИЯИ АН СССР)

Проведено исследование неупругого рассеяния нейтронов вблизи порога возбуждения уровней 2^+ Cd , Sn и Te . Показано, что экспериментальные сечения и силовые функции S -нейтронов для изотопов Te могут быть описаны обобщенной оптической моделью с мнимой частью потенциала, зависящей от $N-Z$.

INELASTIC SCATTERING OF LOW ENERGY NEUTRONS ON Cd , Sn AND Te

Neutron inelastic scattering leading to 2^+ levels of Cd , Sn and Te has been studied at the energies near thresholds. It is shown that the experimental cross-sections and s-wave strength functions for Te can be described by the generalized optical model with the imaginary part of the potential depending on $N-Z$.

Исследования неупругого рассеяния нейтронов низкой энергии в области $A \sim 110-130$ представляют интерес в связи с наблюдаемой для ядер Sn и Te зависимостью силовых функций S -нейтронов от массового числа изотопа. Для обнаружения подобных эффектов в неупругом рассеянии нейтронов необходимы измерения сечений для возможно большего числа изотопов одного элемента вблизи порога возбуждения, где вклад каналов с четным значением орбитального момента достаточно велик.

В выполненной ранее работе [1] были измерены сечения неупругого рассеяния для $^{106-108}, ^{110}, ^{112}, ^{114}Cd$, $^{116}, ^{118}, ^{120}, ^{122}, ^{124}Sn$ и $^{126}, ^{128}, ^{130}Te$ в интервале энергий до 400-500 кэВ в области порога возбуждения уровней 2^+ . В настоящей работе для этих ядер, а также для ^{116}Cd и $^{122}, ^{124}Te$ с более высокой точностью проведены измерения в интервале ~ 150 кэВ. Анализ данных для $^{124}, ^{126}, ^{128}, ^{130}Te$ в рамках статистической теории был проведен в [2].

Методика измерений сечения реакции ($n, n'\gamma$) с использованием $Ge(Li)$ -детектора была описана в работе [1].

$Ge(Li)$ -детектор имел разрешение ~ 2 кэВ при энергии γ -квантов 1332 кэВ. Энергетический разброс пучка нейтронов составлял ~ 10 кэВ. Для большинства γ -линий ошибки в отно-

сительных значениях сечений лежат в пределах 5-10%, ошибка в сечении, вносимая нормировкой, составляет 15%.

Полученные экспериментальные данные показаны на рис.1. Сплошные кривые представляют результаты расчетов в приближении независимых каналов реакции, выполненных с помощью выражений для флуктуационного сечения, предложенного Тепелем, Хофманом и Вайденомюллером [3] и несколько модифицированного в работе [4]. При этом был использован оптический потенциал с параметрами Мольдауера. Этот потенциал в области ядер $A \sim 100$ дает значения силовых функций для s - и p -нейтронов, в среднем согласующиеся с экспериментальными данными, но не воспроизводит изотопическую зависимость силовых функций s -нейтронов для Sn и Te . Как видно из рис.1, зависимость экспериментальных сечений от энергии и массового числа для ядер Sn и Cd может быть удовлетворительно описана статистической теорией в приближении независимых каналов. Аналогичные расчеты, выполненные для Te , приводят к значительному расхождению с экспериментальными данными, в особенности в случае сечений для $^{122}, ^{124} Te$, экспериментальные значения которых существенно превышают результаты расчетов.

В [2] было показано, что расхождение увеличивается, если в расчете сечений использовать сферический оптический потенциал с мнимой частью, зависящей от $N-Z$ таким образом, чтобы воспроизвести экспериментальные силовые функции s -нейтронов для изотопов Te (рис.2).

Ввиду этого нами была предпринята попытка количественно описать одновременно экспериментальные данные о сечениях и силовых функциях для Te с помощью метода связанных каналов. Некоторые результаты таких расчетов также показаны на рис.1,2. Расчетные сечения представляют сумму прямого и флуктуационного сечения при наличии связи каналов. Последнее рассчитывалось с помощью процедуры, предложенной в [4], включающей приведение модельной S -матрицы к диагональному виду. Оптический потенциал взят в форме Вудса - Саксона с действительной частью в форме $V = V_0 - V_1 \frac{N-Z}{A}$. Представленные на рис.1,2 расчетные величины получены при следующих значениях параметров: $V_0 = 52$ МэВ, $V_1 = 22$ МэВ, $\tau_0 = 1,22$ Фм. В схему связи включались большей частью лишь

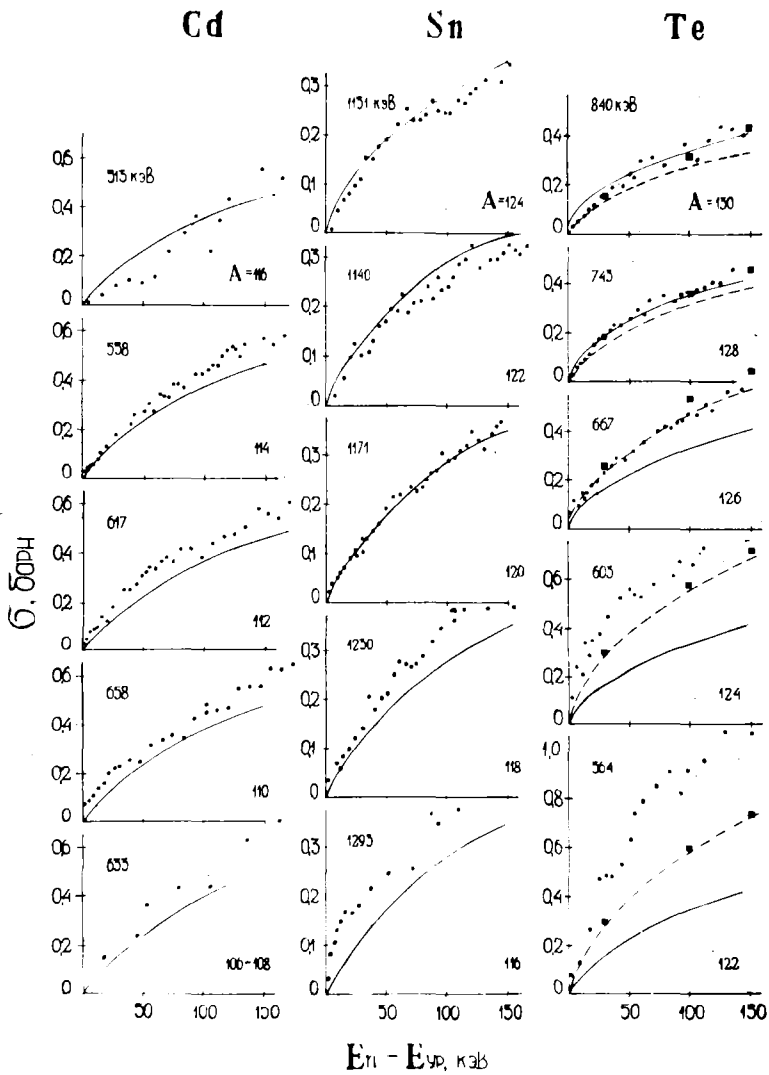


Рис. 1. Экспериментальные и расчетные сечения:
 — расчет в приближении независимых каналов.
 --- расчет по методу связанных каналов:
 ○⁺ - 2⁺ - схема связи 0⁺ - 2⁺, 122 Te - 3,5 МэВ, 124 Te -
 2,7 МэВ, 126 Te - 1,8 МэВ, 128 Te - 1 МэВ, 130 Te -
 1 МэВ

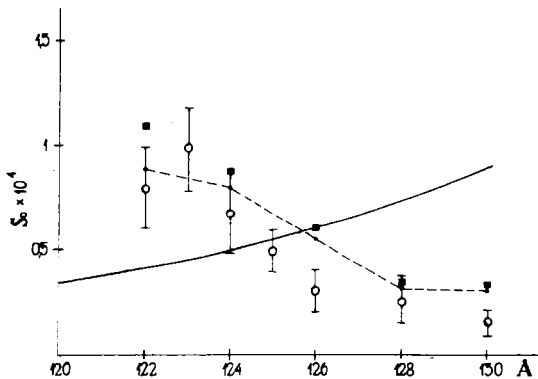


Рис. 2. Экспериментальные и расчетные силовые функции S -нейтронов для изотопов Te :
 — расчет для сферического оптического потенциала. Расчет по методу связанных каналов:
 - - - - - Схема связи $0^+ - 2^+$; ■ - схема связи $0^+ - 2^+ - 4^+$. Значения W те же, что и на рис. I

однофоновные состояния ядра-мишени и лишь в некоторых случаях двухфоновные состояния 4^+ .

Как видно из представленных здесь результатов, обобщенная оптическая модель позволяет лучше описать экспериментальные данные для сечений и силовых функций Te при использовании одинаковых параметров модели. Согласие с экспериментом может быть еще улучшено варьированием параметров для отдельных изотопов. Результаты анализа показывают, что параметр мнимой части потенциала для Te имеет значительную изотопическую зависимость, подтверждая выводы, сделанные из анализа силовых функций [5].

Литература

1. Конобеевский Е.С., Мусаелян Р.М., Попов В.И., Сурко-ва И.В. Изв. АН СССР, Сер. физ., 1973, т. 37, с. 1900.
2. Конобеевский Е.С., Мусаелян Р.М., Попов В.И., Сурко-ва И.В. В сб. "Краткие сообщения по физике", 1976, № 6, с. 20.
3. Tepel I.W., Hofmann H.M., Weidenmüller H.A., "Phys. Lett.", 1974, V 49 B., p. 1.
4. Hofmann H.M., Richert I., Tepel I.W., Weidenmüller H.A., "Ann. Phys.", 1975, v. 90, n. 2, p. 403.
5. Newstead C.M., Delaroche I.P., Proc. Intern. Conf. on Nuclear Structure with Neutrons, Budapest, 1972.

РАССЕЯНИЕ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ ЧЕТНЫМИ ИЗОТОПАМИ НИКЕЛЯ

Н.М.Праздничный, И.А.Корж, В.А.Мищенко,
Э.Н.Можухин, И.Е.Санкур

(ИЯИ АН УССР)

Измеренные методом времени пролета дифференциальные и интегральные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов с энергиями 1,5; 2,0; 2,5 и 3,0 МэВ изотопами $^{58,60,62,64}\text{Ni}$ сравнены с теоретическими, рассчитанными по оптической модели с усредненными параметрами потенциала и статистической модели без учета и с учетом флуктуаций ширины уровней.

FAST NEUTRON SCATTERING ON THE EVEN ISOTOPES OF Ni

Time-of-flight differential and integral elastic and inelastic scattering cross sections of 1.5; 2.0; 2.5 and 3.0 MeV neutrons scattered on the isotopes $^{58,60,62,64}\text{Ni}$ are compared with the theoretical ones calculated using the optical model with averaged potential parameters and statistical model without account and with account of level width fluctuations.

Интерес к изучению ядерных свойств изотопов никеля в последние годы значительно возрос. Это вызвано тем, что никель входит в состав конструкционных материалов и специальных сплавов, которые используются в реакторостроении. Кроме того, никель является магическим ядром по протонам.

Нами проведены измерения дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния нейтронов изотопами $^{58,60,62,64}\text{Ni}$ при энергиях нейтронов 1,5; 2,0; 2,5 и 3,0 МэВ со средним разбросом ± 50 кэВ. Измерения выполнены при помощи спектрометра по времени пролета на базе электростатического ускорителя на 5 МВ Института ядерных исследований АН УССР /1/ под девятью углами от 20 до 150° . Пролетные расстояния были 1,6 и 2,1 м. Источником нейтронов служила реакция $T(p,n)^3\text{He}$. Рассеиватели помещались на расстоянии 10 см от мишени. Они представляли собой тонкостенные контейнеры цилиндрической формы с массой несколько граммов, которые наполнялись порошком окисла NiO , обогащенного соответствующим изотопом до 99,7% для ^{58}Ni , 98,8% для ^{60}Ni , 96,2% для ^{62}Ni и 92,6% для ^{64}Ni при массах окислов 58, 88, 56 и 48 г соответственно.

Дифференциальные сечения упругого рассеяния никеля получены вычитанием из измеренных сечений окислов сечений рассеяния на кисло-

ряде /2/. Сечения неупругого рассеяния получены путем нормировки к хорошо известному сечению рассеяния нейтронов на водороде. Для этого проводились дополнительные измерения с полиэтиленовым образцом массой 1,6 г. В полученные сечения введены поправки на ослабление потока нейтронов в образце, многократное рассеяние нейтронов в образце и конечную геометрию эксперимента.

Полученные экспериментальные сечения проанализированы в рамках оптической и статистической моделей ядра. В оптической модели был использован сферический потенциал с усредненными параметрами, найденными ранее /3/: $V_0 = (48,7 - 0,33E)$ МэВ, $W_0 = (7,2 + 0,66E)$ МэВ, $V_{so} = 7,5$ МэВ, $a = 0,65$ фм, $b = 0,98$ фм, $r_0 = 1,25$ фм. Расчеты по статистической теории Хаузера-Фешбаха, программа которых описана в работе /4/, проведены без учета /5/ и с учетом /6/ флуктуаций ширин уровней. Необходимые для этого параметры уровней взяты из работ: /7/ для ^{58}Ni , /8/ для ^{60}Ni , /9/ для ^{62}Ni , /10/ для ^{64}Ni .

На рис.1 представлены наши экспериментальные сечения упругого рассеяния (точки) с их полными ошибками и результаты теоретических расчетов, а также данные работы /11/ при энергии нейтронов 2,9 МэВ. Как видно из рисунка, теоретические расчеты удовлетворительно описывают экспериментальные данные. На рис.2 представлены наши данные по неупругому рассеянию нейтронов и результаты теоретических расчетов, а также имеющиеся литературные данные /11-13/. Часть данных работы /12/ значительно отличается по величине от наших данных и данных других авторов. На рис.3 приведены функции возбуждения, построенные по нашим данным и данным работ /11-13/ вместе с теоретическими расчетами. Все имеющиеся данные хорошо согласуются между собой, за исключением данных работ /12,14/, полученных из измерений на естественном никеле.

Из рис.2 и 3 видно, что статистическая модель хорошо описывает дифференциальные и интегральные сечения неупругого рассеяния и что учет флуктуаций ширин уровней приводит к значительному улучшению согласия теории с экспериментом. На основании этого, а также на основании изотропности угловых распределений неупругого рассеяния можно сделать вывод, что основным механизмом неупругого рассеяния нейтронов четными изотопами никеля в области энергий 1,5-3,0 МэВ является образование составного ядра.

Нами предпринята попытка с помощью анализа сечений неупругого рассеяния по статистической модели, чувствительного к параметрам уровней, обнаружить существующее в литературе противоречие относи-

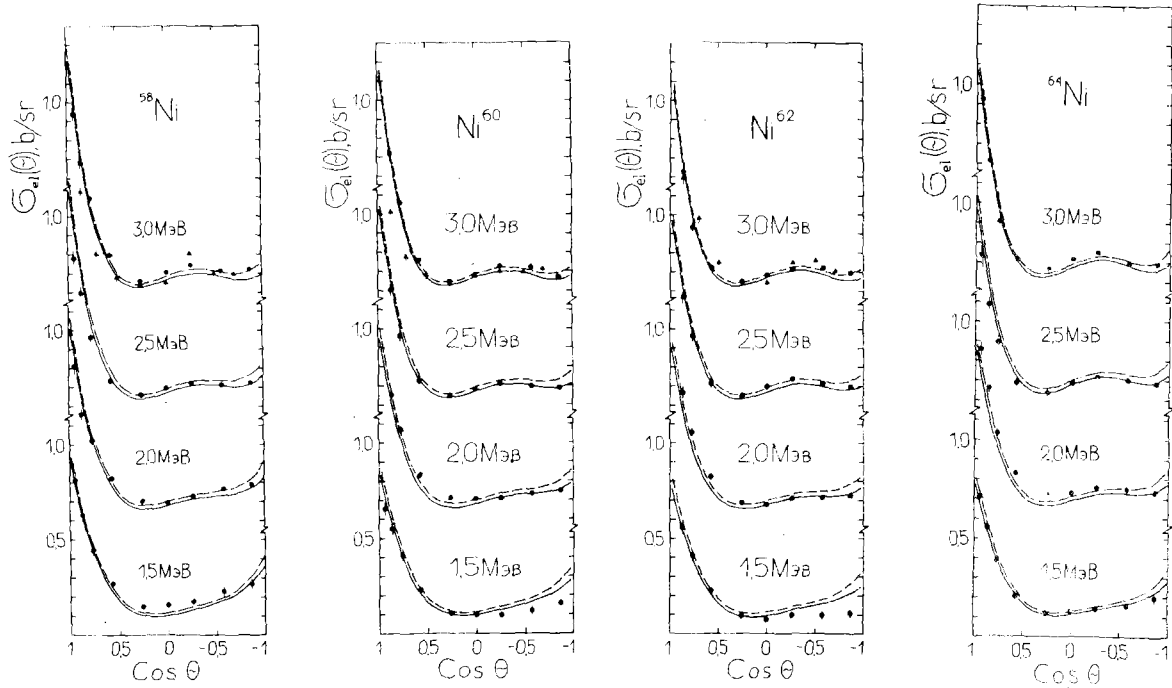


Рис.1. Сравнение экспериментальных дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов ядрами $^{58,60,62,64}\text{Ni}$ (\bullet - данные настоящей работы, \blacktriangle - /II/) с рассчитанными по оптической модели ядра (кривые). Рассеяние через составное ядро рассчитано по статистической модели без учета (сплошные кривые) и с учетом (штриховые кривые) флуктуаций ширины уровней.

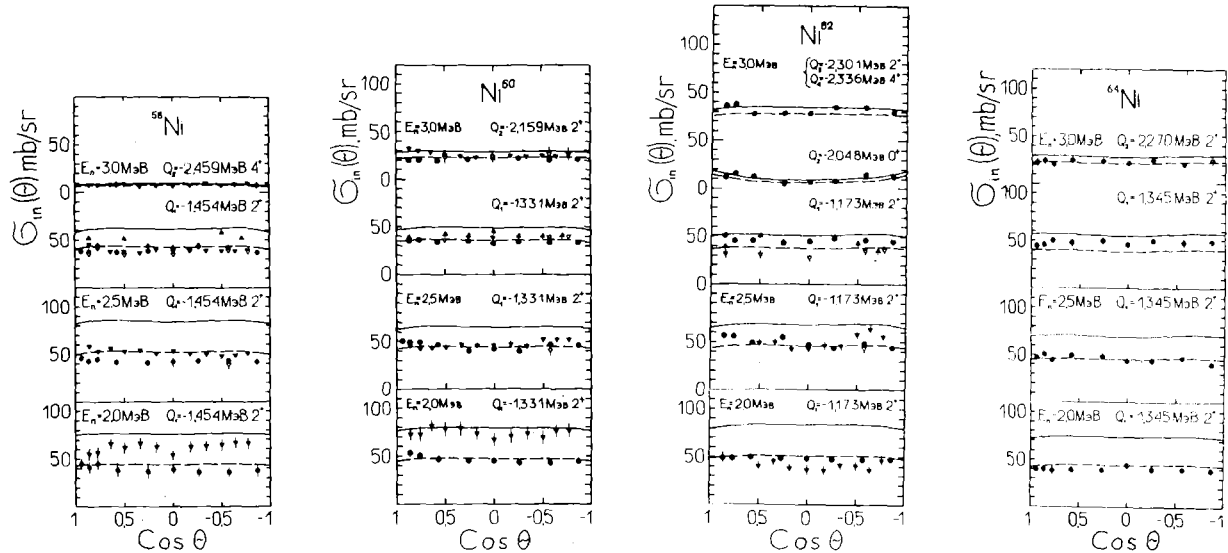


Рис. 2. Сравнение экспериментальных дифференциальных сечений неупругого рассеяния нейтронов с возбуждением дискретных уровней ядер $^{58}, ^{60}, ^{62}, ^{64}\text{Ni}$ (● - данные настоящей работы, ▲ - /11/, ▼ - /12/, ▽ - /13/) с рассчитанными по статистической модели (кривые). Экспериментальные данные работы /12/ для ^{62}Ni умножены на 1/2. Сплошные и штриховые кривые - расчеты по статистической модели без учета и с учетом флуктуаций ширины уровней соответственно.

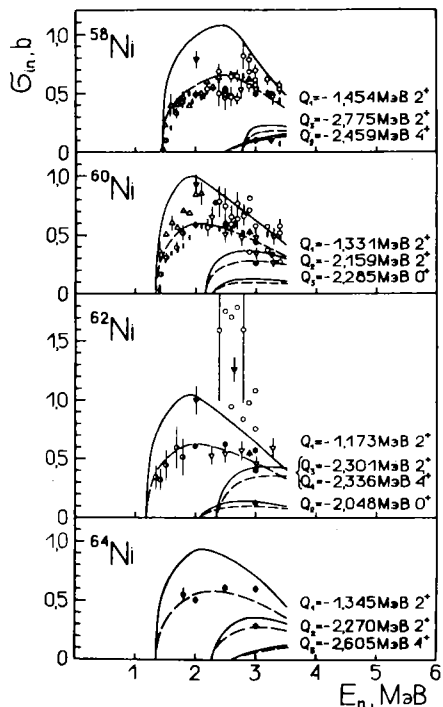


Рис.3. Функции возбуждения уровней ядер $^{58}, ^{60}, ^{62}, ^{64}\text{Ni}$ при неупругом рассеянии нейтронов: ● - данные настоящей работы, ▲ - /11/, ▼ - /12/, ▽ - /13/, ○ - /14/, △ - /15/, ⊙ - /16/, ⊖ - /17/, ⊕ - /18/. Сплошные и штриховые кривые - результаты расчетов по статистической модели без учета и с учетом флуктуаций ширины уровней соответственно.

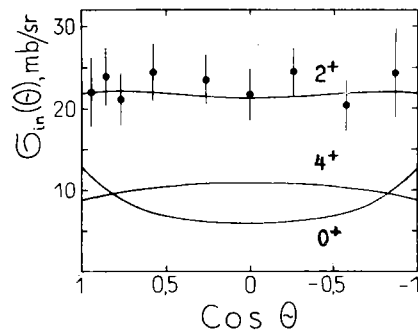


Рис.4. Сравнение экспериментальных дифференциальных сечений неупругого рассеяния нейтронов с энергией 3,0 МэВ при возбуждении уровня 2,27 МэВ ^{64}Ni (точки) с рассчитанными по статистической модели с учетом флуктуаций ширины уровней при указанных на кривых характеристиках этого уровня

тельно величины спина уровня $2,27 \text{ МэВ}$ ^{64}Ni : $0/19,20/$ или $2/21/$. На рис.4 представлены измеренные нами дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов с энергией $3,0 \text{ МэВ}$ с возбуждением этого уровня и результаты расчетов по статистической модели с учетом флуктуаций ширин уровней для разных значений спина этого уровня. Наилучшее согласие с экспериментом получено в предположении характеристик этого уровня 2^+ .

Литература

1. В.В.Дук, А.А.Козарь, И.А.Корж, В.А.Мищенко, Э.Н.Можухин, Н.С.Назаров, М.В.Пасечник, В.С.Подобойло, Н.М.Правдивый, И.Е.Санжур, И.А.Тощий. Нейтронная физика (Материалы II Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1973), Обнинск, Изд.ФЭИ, 1974, ч.IV, с.203.
2. M.D.Goldberg, V.M.May, J.R.Stehn. Angular Distributions in Neutron-Induced Reactions, ENL-400, II Ed., Brookhaven, 1962, v.1.
3. М.В.Пасечник, И.А.Корж, И.Е.Кашуба. Нейтронная физика (Материалы Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1971), Киев, "Наукова думка", 1972, ч.I, с.258.
4. И.А.Корж, И.Е.Кашуба, А.А.Голубова. Нейтронная физика (Материалы III Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1975), М., ДНИИатоминформ, 1976, ч.IV, с.208.
5. W.Nauser, H.Feshbach. "Phys. Rev.", 1952, v.87, p.366.
6. P.A.Moldauer. "Phys. Rev.", 1964, v.B135, p.642.
7. G.Oberlechner, J.Richert. "Nucl. Phys.", 1972, v.A191, p.577.
8. H.Ronsin, P.Beuzit, J.Delaunay, R.Bellini, I.Podor, J.P.Fouan. "Nucl. Phys.", 1973, v.A207, p.577.
9. U.Fanger, D.Heck, W.Michaelis, H.Ottmar, H.Schmidt, R.Gaeta. "Nucl. Phys.", 1970, v.A146, p.549.
10. R.L.Auble. "Nucl. Data Sheets", 1974, v.12, p.305.
11. М.В.Пасечник, М.Б.Федоров, Т.И.Яковенко. Нейтронная физика (Материалы Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 1971), Киев, "Наукова думка", 1972, ч.I, с.277.
12. K.Tsukada, S.Tanaka, Y.Tomita, M.Maruama. "Nucl. Phys.", 1969, v.A125, p.641.
13. M.A.Etemad, AE-481, Studsvik, Sweden, 1973.
14. P.Guenther, A.Smith, J.Whalen. "Nucl.Sci.Eng.", 1976, v.59, p.106.
15. Д.Л.Бродер, В.Е.Колесов, А.И.Лашук, И.П.Садыхин, А.Г.Довбенко. "Атомная энергия", 1964, т.I6, с.103.
16. V.C.Rogers, L.E.Beghian, F.M.Clikeman. "Nucl. Sci. Eng.", 1971, v.45, p.297.
17. J.H.Towle, R.Batchelor, W.B.Gilboy. Nucl. Data for Reactors. Proc. I Conf., Vienna, 1967, v.1, p.367.
18. D.I.Garber, L.G.Stromberg, M.D.Goldberg, D.R.Cullen, V.M.May. Angular Distributions in Neutron-Induced Reactions, ENL-400, III Ed., Brookhaven, ENL, 1970, v.2.
19. J.K.Dickens, F.G.Perey, R.J.Silva, T.Tamura. "Phys. Lett.", 1963, v.6, p.53.
20. P.Beuzit, J.Delaunay, J.P.Fouan, H.Cindro. "Nucl. Phys.", 1969, v.A128, p.594.
21. W.Darcey, R.Chapman, S.Hinds. "Nucl. Phys.", 1971, v.A170, p.253.

РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 2,9 МЭВ НА ИЗОТОПАХ

^{92}Mo , ^{95}Mo , ^{100}Mo И ^{93}Nb

М.В. Пасечник, М.Б. Фёдоров, В.Д. Овдиенко,

Т.И. Яковенко, Г. А. Сметанин.

(ИЛИ АН УССР)

Измерены дифференциальные сечения рассеяния нейтронов с энергией 2,9 МэВ на изотопах ^{92}Mo , ^{95}Mo , ^{100}Mo и ^{93}Nb . Результаты сравниваются с данными других работ. Анализ сечений проведен на основе оптической и статистической моделей.

SCATTERING OF 2,9 MeV NEUTRONS ON ^{92}Mo , ^{95}Mo , ^{100}Mo AND ^{93}Nb ISOTOPES

Differential cross sections of neutron scattering for ^{92}Mo , ^{95}Mo , ^{100}Mo and ^{93}Nb have been obtained at the initial energy 2,9 MeV. The results are compared with the data of other papers. An analysis in the frame of optical and statistical models has been performed.

Введение

Настоящая работа является продолжением систематических исследований процессов взаимодействия нейтронов с ядрами конструкционных материалов.

Отсутствие изотопа Мо с большим преобладанием распространенности (15,86 % ^{92}Mo , 9,12 % ^{94}Mo , 15,70 % ^{96}Mo , 16,50 % ^{96}Mo , 9,45 % ^{97}Mo , 23,75 % ^{98}Mo , 9,62% ^{100}Mo) затрудняет прямые нейтронные исследования парциальных сечений неупругого рассеяния на естественных образцах и приводит к невозможности определения изотопных сечений упругого рассеяния. В настоящее время имеется три работы, в которых исследовались разделённые изотопы Мо : /5/- при энергиях от 0,3 до 1,5 МэВ, /6/- при энергии 1,5 МэВ, /7/- при энергиях от 1,6 до 5,5 МэВ. Наличие заметных расхождений между результатами этих работ стимулирует необходимость дальнейших исследований.

В противоположность молибдену естественный ниобий является одноизотопным элементом. Имеющиеся экспериментальные и оценённые данные для Nb также обнаруживают серьёзные противоречия, в частности при энергиях вблизи 3 МэВ /1/

Техника эксперимента

Для определения спектров рассеянных нейтронов использовался спектрометр по времени пролёта на базе импульсного нейтронного генератора с энергией 2,9 МэВ и разбросом ~ 100 кэВ. Основные методические особенности описаны ранее /1/.

Использовались образцы в виде оксидов молибдена и металлического ниобия (табл. I).

Таблица I

№об- разца	Содержание изотопа (%)							
	$^{92}\text{MoO}_3$	$^{94}\text{MoO}_3$	$^{95}\text{MoO}_3$	$^{96}\text{MoO}_3$	$^{97}\text{MoO}_3$	$^{98}\text{MoO}_3$	$^{100}\text{MoO}_3$	^{91}Nb
1	92,20	1,32	1,57	1,44	0,70	2,09	0,68	
2	0,39	0,73	94,90	2,26	0,61	0,84	0,27	
3	1,52	1,22	1,74	2,08	2,12	4,33	86,99	
4								~ 100

Оксиды Mo загружались в тонкостенные бронзовые контейнеры цилиндрической формы диаметром 4 см и высотой 6 см. Цилиндрический образец ниобия имел диаметр 2 см и высоту 5 см. Рассеиватели располагались на расстоянии 8 см от D_2O мишени нейтронного генератора. Пролётное расстояние выбиралось равным 1,73 м. Временные спектры рассеянных нейтронов изучались в диапазоне углов $30 - 120^\circ$.

В качестве детектора использовался кристалл стильбена с фотомножителем ФЭУ-30. Контроль выхода нейтронов и мониторинг осуществлялся методом счёта протонов из реакции $\text{D}(d, p)\text{T}$.

Основные результаты

Определение абсолютных значений сечений производилось путём привязки к известному сечению (n-p)-рассеяния (n-n-процессы) и спектру прямого пучка (n-n процессы). В дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния вносились поправки на ослабление потока в образце, многократное рассеяние и конечное угловое разрешение.

Полученные данные приведены на рисунке. В табл. 2 даны коэффициенты разложения угловых распределений по полиномам Лежандра:

$$B_{nn}(\theta) = (1/4\pi) \sum_l B_l P_l(\cos\theta) \quad (1)$$

и интегральные сечения упругого рассеяния из работ /7,3/.

Таблица 2

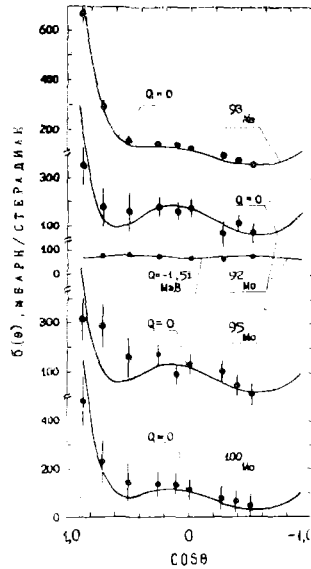
Изотоп	V_0	V_1	V_2	V_3	V_4	V_5	V_6	V_7	σ_{nn}
^{93}Nb	2,56	3,55	3,87	3,00	3,04	1,54	0,60	0,26	2,35 /3/
^{92}Mo	2,45	1,50	2,31	0,95	2,79	1,31	0,81		2,45 /7/+
^{95}Mo	1,90	1,95	1,46	0,15	1,04				
^{100}Mo	2,24	2,29	3,18	1,61	2,80	1,09	0,51	-0,12	2,15 /7/+

+) Результат интерполяции графических данных /7/.

Ошибки дифференциальных сечений упругого рассеяния на Nb определяются главным образом статистической природой числа зарегистрированных отсчётов. Интегральное сечение V_0 превышает все рекомендованные значения, собранные в работе /4/, и ближе всего к рекомендованному сечению 2,35 б из работы /3/. Технические возможности настоящего эксперимента не позволяют разрешить упругое рассеяние я с возбуждением уровня 28 КэВ ^{93}Nb . Сечение последнего процесса, по-видимому, мало /4/ и не может внести существенной погрешности в значение V_0 .

В случае упругого рассеяния на изотопах Mo основной вклад в полную ошибку вносит неопределённость, с которой известны дифференциальные сечения рассеяния на кислороде при $E = 2,9$ МэВ /9/. Попытка использовать рекомендованные коэффициенты разложения (I) из работы /2/ приводит в случае ^{95}Mo к отрицательным сечениям в области минимума.

Значения V_0 для ^{92}Mo и ^{100}Mo хорошо согласуются с полными сечениями упругого рассеяния из работы /7/ (табл. 2). Для изотопа ^{95}Mo интегральное сечение V_0 является наименьшим, что, возможно, объясняется повышенным сечением неупругих процессов σ_{in} и соответствующим уменьшением сечения упругого рассеяния через составное ядро. Предположение подтверждается наличием глубокого минимума в угловых распределениях (рис.).



Интегральные сечения возбуждения уровня $2+$ изотопа ^{92}Mo (940 ± 40 мб) в пределах ошибок согласуется с результатом работы / I /.

Сравнение с расчетами

Дифференциальные сечения упругого рассеяния рассчитывались по оптической модели со сферическим потенциалом вида

$$V(r) = V_f(r, r_0, a) + (i) b W(r) A(r, r_0, b) / a r + V_0(x_0/r) [a f(r, r_0, a) / a r + \xi C] \quad (2)$$

$$f(x, r_0) = [1 - \exp(-x/R)] / a r^2$$

где $V = V_0 - 0,18 V_0 = 24(A - Z) / A$ МэВ, $r_0 = 1,25$ фм, $a = 0,65$ фм, $b = 0,47$ фм, $V_0 = 8$ МэВ, $R = r_0 A^{1/3}$

Выход интегрального рассеяния через составное ядро оказался равным $\sigma_{int} = \sigma_{el} + \sigma_{in}$, где σ_{el} — разбитое сечение поглощения, σ_{in} — сечение неупругого взаимодействия / 4, 5 / для ядра ^{92}Mo . σ_{in} варьировалось как свободный параметр. Форма угловой зависимости $\sigma_{in}(\theta)$ рассчитывалась по теории Френкеля — Ландау-Баха.

Для определения V_0 и W применялись данные по реальным сечениям и сечениям упругого рассеяния из работ / 6, 7 / с целью получить параметры, удовлетворяющие максимально широкому кругу экспериментальных результатов (табл. 3).

Таблица 3

Изотоп	V_0 (МэВ)	W (МэВ)
^{93}Nb	53	10
^{92}Mo	50	4
^{95}Mo	50	5
^{100}Mo	50	10

Тенденция к уменьшению площади W при уменьшении массового числа A для изотопов Mo отмечалась в работе / 7 /. Согласно / II /, эта тенденция мо-

жет быть связана с резким уменьшением плотности уровней вблизи заполненных оболочек. Необходимо также учитывать, что значительная часть поглощения в сферической модели может быть обусловлена возбуждением коллективных степеней свободы ядра мишени:

$W = W^p + W^{coll}$, при этом слагаемое W^{coll} должно коррелировать с параметрами динамической деформации, которые для изотопов Mo уменьшаются при переходе от ^{100}Mo к ^{92}Mo / I2 /.

Расчетные по теории Хаузера -Фейбаха с учетом структуры
ядер дифференциальные сечения неупругого рассеяния с возбуждением
уровня $2+^{32}$ Mo хорошо согласуются с экспериментальными результа-
тами. Расчеты производились на ЭВМ БЭСМ-4 ИФП АН УССР.

Литература

1. Бедаров М.Б., Яковенко Т. И. УФН, 1967, 12, 1982.
2. Николаев М.Н., Базавыш Н.О. Анализ теории упругого рассеяния.
М. Изд. Госиздат, 1972.
3. Базавыш Н.О., Забродская А.Ф., Дарина А.Ф., Николаев М.Н.
"Докл. Акад. Наук УССР", 1972, т. 6, с. 61.
4. Krieger G., Kienle G., Neuffer C. "Проверка" Нейтронная
физика. М. ЦИИЯтоминформ, 1976, с. 3, с. 100.
5. Karapoulos T., Siefert H., Smith F.B., and Whalen G.
"Nucl. Phys.", 1957, v. 14, p. 1.
6. Karapoulos T.D., Siefert H., and Whalen G. "Phys. Rev.",
1957, v. 105, p. 1067.
7. Karapoulos T., Siefert H., and Whalen G. "Nucl. Phys.", 1957,
v. 244A, p. 213.
8. Karapoulos T., Siefert H., Fille R., Netzband D., Schlett K.,
"Phys. Rev.", 1970, v. 150 A, p. 324.
9. Karapoulos T., "Zhukov. Phys. Data", 1962, v. 25, p. 351.
10. "Доклады Об. Наук. "Нейтронная физика". М. ЦИИЯтоминформ,
1976, т. 3, с. 68.
11. Lane A., Lynn T., Melkonian E., and Rae E., "Phys. Rev.",
1953, v. 2, p. 424.
12. Stelson P.H., Grodzins L. "Nucl. Data", 1965, v. 1A, p. 21.

ВОЗБУЖДЕНИЕ НИЗКОЭНЕРГИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ ИЗОТОПОВ

^{48}Ti , ^{56}Fe , ^{58}Ni , ^{92}Zr и ^{94}Zr В $(n, n'\gamma)$ -РЕАКЦИИ

Д. А. Базавов, И. Е. Кашуба, В. Л. Крижонько, С. В. Столяров

(ИЯИ АН УССР)

Для ядер ^{48}Ti , ^{56}Fe , ^{58}Ni , ^{92}Zr и ^{94}Zr измерены выходы γ -лучей и на основе оптико-статистического анализа рассмотрено неупругое рассеяние нейтронов из реакции $(n, n'\gamma)$ в диапазоне энергий нейтронов 1,57-2,80 МэВ. В расчётах число степеней свободы ν χ^2 -распределения для нейтронных ширин рассматривается как статистический параметр.

EXCITATION OF LOW LEVELS IN ^{48}Ti , ^{56}Fe , ^{58}Ni , ^{92}Zr AND ISOTOPIES IN $(n, n'\gamma)$ REACTION

The exits for γ -rays of nuclei ^{48}Ti , ^{56}Fe , ^{58}Ni , ^{92}Zr and ^{94}Zr are measured. Inelastic scattering of neutrons from $(n, n'\gamma)$ reaction is analyzed with the optical-statistical method for neutron energies 1,57 - 2,80 MeV. The number of degrees of freedom ν χ^2 -distributions for neutron is considered as a statistical parameter.

За последнее время получена обширная информация по неупругому взаимодействию нейтронов с возбуждением определённых состояний ядра. Анализ данных показывает, что функция возбуждения для большинства ядер не является монотонной в случае большого интервала энергий нейтронов. Это не всегда согласуется с предсказаниями статистической модели ядерных реакций. Поэтому экспериментальная информация подобного вида позволяет ввести поправки в теории, уточняя наши модельные представления о свойствах ядер.

Изучение неупругого рассеяния нейтронов по выходу γ -излучения проводилось на спектрометре с использованием Ge(Li) -детектора с рабочим объёмом $\sim 35 \text{ см}^3$. Созданный в ИЯИ АН УССР спектрометр предназначен для систематического изучения реакции $(n, n'\gamma)$ на базе существующего электростатического ускорителя, а также изохронного циклотрона У-240.

Детектор γ -квантов устанавливался на расстоянии 0,5 м от рассеивателя под углом 90° по отношению к пучку падающих нейтронов, источником которых служила тритиевая мишень, бомбардируемая ускоренными ЭГ-5 протонами. Разброс в энергии па-

дающих нейтронов составлял ± 50 кэВ. В качестве рассеивателей использовались образцы из естественной смеси изотопов.

В табл. I приведены в относительных единицах для данных ядер. В скобках указана статистическая погрешность в %.

Таблица I

Изотоп	E ур. МэВ	E _n , МэВ					
		1,78	1,98	2,19	2,39	2,60	2,80
⁵⁶ Fe	0,846	667 (1.0)	642 (1.1)	893 (0.8)	934 (0.7)	863 (1.0)	903 (1.1)
⁴⁸ Ti	0,983	584 (2.2)	545 (1.4)	477 (1.0)	504 (1.4)	584 (1.3)	725 (1.8)
⁵⁸ Ni	1,454	142 (3.9)	233 (1.9)	255 (1.6)	301 (1.8)	351 (1.6)	370 (2.8)
⁹² Zr	0,929	62 (14.1)	65 (8.5)	72 (6.1)	84 (4.8)	99 (6.4)	107 (6.5)
⁹⁴ Zr	0,918	69 (12.9)	62 (9.6)	72 (6.2)	80 (5.1)	92 (7.1)	109 (6.5)

Анализ данных по сечениям (n,n' γ)-реакций на ядрах ⁴⁸Ti, ⁵⁶Fe, ⁵⁸Ni, ⁹²Zr, ⁹⁴Zr включает в себя теоретическое определение сечений неупруго рассеянных нейтронов как необходимый этап вычисления сечений выхода γ -лучей. Поэтому в рамках сферической оптической модели с учётом образования и распада составного ядра в предположении флуктуации ширин его уровней и зависимости этой флуктуации от E_n/I/ и нуклонного состава ядра /2/ рассмотрено неупругое рассеяние нейтронов указанными ядрами.

Потенциал взаимодействия налетающего нейтрона с ядром мишени выбирался в форме

$$-V(r) = V_0 f(r) + i W_0 g(r) + V_{so} \left(\frac{\hbar}{\mu r c} \right)^2 \frac{1}{r} \left| \frac{df(r)}{dr} \right| \hat{e} \cdot \hat{l}, \quad (1)$$

где

$$\begin{cases} f(r) = \{1 + \exp[(r - R_A)/\alpha]\}^{-1}, & R_A = r_0 A^{1/3}, \\ g(r) = \exp[-(r - R_A)^2/\beta^2]; \end{cases} \quad (2)$$

α и $\beta = 0,98$ фм-параметры диффузности действительной и мнимой частей потенциала соответственно; $r_0 = 1,25$ фм - параметр распределения потенциала; V_0 , W_0 и V_{so} - реальная и мнимая части глубины центрального и реальная часть глубины спин-орбитального потенциала. Ранее было показано /1/, что сечение σ_{in} очень чувствительно к изменению числа степеней свободы ν χ^2 -распределения, которое описывает флуктуации нейтронных ширин уровней составного ядра. Тем самым по данным неупругого рассеяния можно определить значение ν .

Для каждого рассматриваемого ядра параметры оптического

потенциала (I) определялись по согласию экспериментальных угловых распределений упруго рассеянных нейтронов с теоретическими.

⁴⁰Tl. Параметры оптического потенциала взяты из работы /3/ и интерполированы для наших значений E_n (табл.2). Схема уровней взята из работы /4/.

Таблица 2

E_n , МэВ	1,50	1,78	1,98	2,19	2,39	2,60	2,80
V	I	I	I	I	1,25	1,5	2,0
V_0 , МэВ	50,0	49,4	49,0	49,0	49,0	48,7	48,2
W_0 , МэВ	5,5	5,8	6,0	7,1	8,0	8,6	8,8
V_1 , МэВ	16,0	12,3	10,1	9,2	8,8	8,7	9,2
α , см	0,51	0,53	0,54	0,59	0,64	0,65	0,65
$\sigma_{in}^{теор}$, мб	32,2	37,5	40,9	49,7	61,8	75,0	81,1

⁵⁶Fe. Параметры оптического потенциала, значения V взяты из работы /1/, и вычисленные сечения для $\theta=90^\circ$ приведены в табл.3. Схема уровней взята из работы /5/.

Таблица 3

E_n , МэВ	1,37	1,57	1,71	1,78	1,81	1,98	2,19	2,39	2,60	2,80	3,26
V	I	I	I	1,25	1,25	1,50	1,75	2,25	2,50	4,0	∞
V_0 , МэВ	49,7	50,5	50,8	50,3	50,1	49,3	49,2	49,0	48,9	48,9	46,2
W_0 , МэВ	5,5	5,7	5,3	6,0	6,4	7,4	8,4	9,2	9,9	10,2	10,1
V_1 , МэВ	14,0	15,3	16,0	11,0	8,5	13,0	12,4	11,0	9,6	9,6	11,0
α , см	0,39	0,39	0,40	0,41	0,42	0,56	0,61	0,62	0,64	0,65	0,71
$\sigma_{in}^{теор}$, мб	29,1	28,2	27,5	41,0	46,8	53,4	63,6	72,5	80,0	89,8	114

⁵⁸Ni. Данных по упругому рассеянию нейтронов в указанном диапазоне энергий в литературе не достаточно. Поэтому используются параметры из табл. 3. Используется схема уровней из работы /6/. Рассчитанные сечения приведены в табл.4.

Таблица 4

E_n , МэВ	1,57	1,78	1,98	2,19	2,39	2,60	2,80
V	I	I	I	I	1,25	1,5	2,0
$\sigma_{in}^{теор}$, мб	14,0	25,4	33,7	40,7	49,5	58,8	67,7

⁹⁴Zr. Используя схему уровней /7/, а также экспериментальное угловое распределение упруго рассеянных нейтронов для $E_n=1,5$ МэВ/8/, нашли параметры оптического потенциала для двух значений числа степеней свободы : $V \rightarrow \infty$, $V_0=46,2$ МэВ, $\alpha=0,71$ см; $W_0=3,89$ МэВ, $\beta=0,98$ см; $V_1=12$ МэВ, $r_0=1,25$ см;

$V \rightarrow 1$.
 $W_0 = 5,59 \text{ МэВ}$, $\alpha = 0,59 \text{ фм}$; $W_0 = 8,59 \text{ МэВ}$, $\ell = 0,96 \text{ фм}$; $W_0 = 10,1 \text{ МэВ}$, $r = 1,25 \text{ фм}$.
 Численные сечения приведены в табл. 5.

Таблица 5

$E_n, \text{ МэВ}$	1,0	1,2	1,57	1,78	1,98	2,19	2,39	2,60	2,80
ν	1	1	1	1,25	1,25	1,5	1,75	2	2
$\sigma_{\text{упр}}^{(92)} \text{ см}^2$	26,4	51,8	69,6	86,2	94,2	103,6	110,1	112,1	119,9

^{92}Zr . Имеются экспериментальные данные по упругому рассеянию нейтронов с $E_n = 1,5 \text{ МэВ}$ /8/. Схема уровней взята из работы /9/. Как и в случае ^{94}Zr , полагаем $\nu = 1$ и ∞ в зависимости от выбора параметров оптического потенциала, описывающих условие распределения упруго рассеянных нейтронов с энергией $1,5 \text{ МэВ}$:

$V \rightarrow \infty$, $W_0 = 44,9 \text{ МэВ}$;	$W_0 = 7,69 \text{ МэВ}$;	$W_0 = 11,4 \text{ МэВ}$;
$\alpha = 0,95 \text{ фм}$;	$\ell = 0,96 \text{ фм}$;	$r = 1,25 \text{ фм}$;
$V \rightarrow \infty$, $W_0 = 44,9 \text{ МэВ}$;	$W_0 = 7,59 \text{ МэВ}$;	$W_0 = 8,6 \text{ МэВ}$;
$\alpha = 0,57 \text{ фм}$;	$\ell = 0,96 \text{ фм}$;	$r = 1,25 \text{ фм}$.

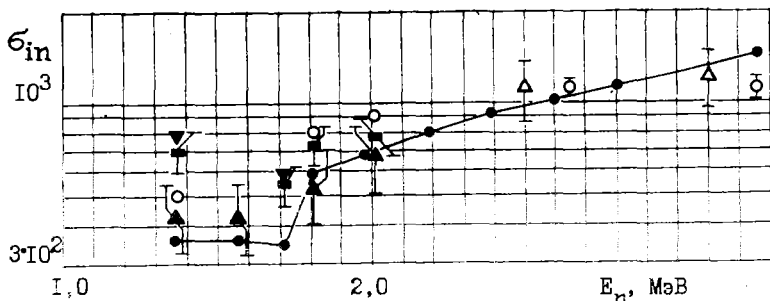
Численные расчеты для ^{92}Zr приведены в табл. 6.

Таблица 6

$E_n, \text{ МэВ}$	1,0	1,2	1,57	1,78	1,98	2,19	2,39	2,60	2,80
ν	1	1	1	1,25	1,5	1,75	2	2	2
$\sigma_{\text{упр}}^{(92)} \text{ см}^2$	20,3	42,2	63,9	75,2	89,1	101,9	109,5	114,5	118,8

Изучение реакции $(n, n' \gamma)$ на чётно-чётных ядрах ^{48}Ti , ^{56}Fe , ^{58}Ni , ^{92}Zr , ^{94}Zr , которые по своему нуклонному составу близки к магическим, оправдывает применение сферической оптической модели. Имеющиеся данные по угловым распределениям неупруго рассеянных нейтронов с $E_n = 1,81 \text{ МэВ}$ ядром ^{56}Fe /10/ симметричны относительно 90° . Это свидетельствует о том, что по крайней мере для ^{56}Fe в этой области энергий доминирующим механизмом является рассеяние через стадии составного ядра. Не исключено также наличие и прямых процессов. Их вклад в сечение в рамках формулы Хаузера-Фешбаха эффективно учитывается значением ν_α /11/. При этом ν_α непосредственно связывается с коэффициентами проницаемости T_α таким образом, что $\nu_\alpha \rightarrow 1$ при $T_\alpha \rightarrow 0$ и $\nu_\alpha \rightarrow 2$ при $T_\alpha \rightarrow 1$. Это оказалось возможным потому, что существование коррелирующий типа уровень-уровень и/или канал-канал может привести к приближенному сокращению аддитивных поправок к формуле Хаузера-Фешбаха /12/. Введённая гипотеза о зависимости ν /1/

от энергии возбуждения и анализ приведенных нейтронных ширин /2/ показали несостоятельность предположения Портера-Томаса ($\nu=1$) для всех ядер. Приведенные вычисления и их сопоставление с экспериментальными результатами (рис) указывают на действительность принятой гипотезы (зависимость ν от E_n).



Зависимость сечения неупругого рассеяния для ядра ^{56}Fe от энергии нейтронов: \bullet - вычисленные значения, \blacktriangledown - /13/, \blacktriangle - /14/, \circ - /15/, \blacksquare - /16/, \triangle - /17/.

Литература

1. А. А. Голубова, И. Е. Кашуба, УФЖ, 1976, т. 21, с. 451.
2. Н. S. Sharma, Ram Raj, Progr. Theor. Phys., 1974, v. 51, p. 1642.
3. М. В. Пасечник, И. А. Корж, И. Е. Кашуба, В. А. Мищенко и др., Ядерная физика, 1970, т. II, с. 958.
4. С. D. Kavaloski, W. J. Kossler, Phys. Rev., 1969, v. 180, p. 971.
5. S. D. Bloom, J. M. Green, Nucl. Sci. and Eng., 1971, v. 46, p. 255.
6. D. E. H. Start, R. Anderson, L. E. Carlson, A. G. Robertson, M. A. Grace, Nucl. Phys., 1971, v. 162, p. 49.
7. G. Tessler, Phys. Rev., 1970, v. C2, p. 2390.
8. F. D. McDaniel, J. D. Brandenberger, G. P. Glasgow, H. G. Leighton, Phys. Rev., 1974, v. C10, p. 1087.
9. S. Hontzess, D. A. Marsden, Nucl. Phys., 1972, v. A179, p. 193.
10. Y. Tomita, Nucl. Phys., 1973, v. A210, p. 51.
11. J. W. Tepel, H. M. Hoffman, H. A. Weidenmüller, Phys. Lett., 1974, v. 49B, p. 1.
12. P. A. Moldayer, Phys. Rev., 1975, v. C11, p. 426; 1975, v. C12, p. 744.
13. S. S. Glickstein, G. Tessler, Phys. Rev., 1974, v. C10, p. 173.
14. J. H. Montague, E. B. Paul, Nucl. Phys., 1962, v. 30, p. 93.
15. W. D. Goldberg, S. F. Mughabghab, B. A. Magurno, V. M. May, Neutron Cross Sections. BNL 325, 2nd., Suppl., 1966, No2.
16. J. B. Kellie, M. N. Islam, G. T. Crawford, Nucl. Phys., 1973, v. A208, p. 525.
17. R. W. Benjamin, F. S. Buchanan, I. L. Morgan, Nucl. Phys., 1966, v. 79, p. 241.

ИЗУЧЕНИЕ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ
4,7 МэВ НА Al, Mn, Fe, Ni, Cu И Pb

Л.С.Лесев, Ю.А.Немилов, Л.А.Нобедоносцев

(ФИАН СССР)

С использованием времяпролётной методики на основе импульсного режима работы ускорителя ВР-10 изучено рассеяние нейтронов с $E_n = 4,7$ МэВ на Al, Mn, Fe, Ni, Cu и Pb. Энергетическая градуировка установки осуществлялась по источнику ^{252}Cf .

При определении сечений неупругого рассеяния предполагается известным сечение упругого взаимодействия.

INELASTIC SCATTERING OF 4,7 MeV NEUTRONS ON Al, Mn, Fe, Pb AND Cu

Neutron scattering on Al, Mn, Fe, Ni, Cu and Pb at the energy $E_n = 4,7$ MeV using time-of-flight method in the impulse regime of electrostatic accelerator have been investigated. Energy graduation of the device in relative units was made using ^{252}Cf spontaneous fission neutrons. The elastic scattering cross section is supposed to be known for determination the inelastic scattering cross sections.

Изучение спектров неупругого рассеяния нейтронов представляет двоякий интерес: эти данные необходимы при расчётах реакторов, а также для понимания механизмов ядерных реакций. К настоящему времени накоплен значительный материал по неупругому рассеянию нейтронов с первоначальной энергией 14 МэВ. При меньших значениях первоначальной энергии нейтронов количество работ сравнительно невелико и их результаты не всегда совпадают [1, 2]. Особое значение мы придавали определению эффективности детектора. У нас сложилось мнение, что часто встречающиеся в литературе значительные расхождения в определении нейтронных сечений в значительной мере объясняются процедурой определения эффективности детектора. Изучение спектров неупругого рассеяния нейтронов требует знания эффективности детектора в довольно широком диапазоне энергий нейтронов. Этого практически невозможно дос-

тичь не только с использованием одной ядерной реакции, но даже часто на одном и том же ускорителе. В изучении неупругого рассеяния нейтронов детектор всегда находится в массивной защите, которую невозможно переносить на другой ускоритель, но которая влияет на ход эффективности системы детектор + защита. Кроме того, при использовании ядерных реакций необходимо знать выход нейтронов из мишени, тут мы сталкиваемся с трудно контролируемыми обстоятельствами, как выгорание мишеней и т.д. Нам представилось наиболее целесообразным в целях градуировки детектора использовать спектр нейтронов спонтанного деления источника ^{252}Cf , с которым можно определить эффективность детектора нейтронов в его рабочем положении. При этом спектр нейтронов от ^{252}Cf мы брали в виде [3]:

$$N(E) = N_0 e^{-0,088E} / \sqrt{E}$$

Детектором осколков деления, задающих ноль времени, служила сцинтиллирующая плёнка толщиной $0,5 \text{ мг/см}^2$ совместно с ФЭУ-36, перед которой на расстоянии $0,3 \text{ мм}$ устанавливался источник ^{252}Cf . В том случае, если за время градуировки определено число осколков деления, запустивших время-амплитудный преобразователь, кривая эффективности детектора нейтронов может быть определена в абсолютных единицах. Ход кривой эффективности нашего детектора представлен на рис. 1. В наших измерениях использовалась время-пролётная методика на основе импульсного режима работы ускорителя ЭГ-5. На рис. 2 представлена блок-схема эксперимента. Измерения проводились при углах рассеяния 20° , 90° , 120° . Расстояние между мишенью и образцом составляло 10 см . Рассеиватели представляли собой полые цилиндры наружным диаметром 50 мм , внутренним 12 мм , высотой 50 мм . В качестве детектора нейтронов в наших измерениях используется кристалл стильбена диаметром 70 мм совместно с ФЭУ-63.

На рис. 3 приведены спектры нейтронов, рассеянных под углом 120° на Al , Mn , Fe , Ni , Cu и Pb . Для учёта эффектов конечной геометрии эксперимента группой теоретиков нашего института составлена программа для ЭВМ БЭСМ-6 на языке FORTRAN. Учитывалось ослабление потока, угловое распределение нейтронов

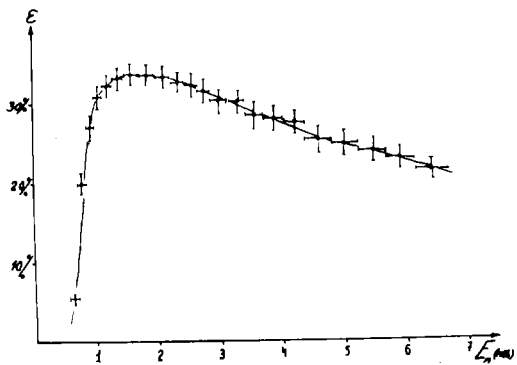


Рис. 1

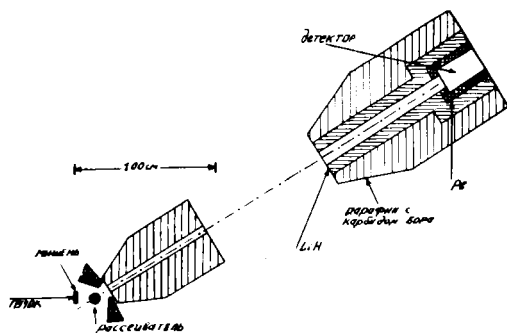


Рис. 2

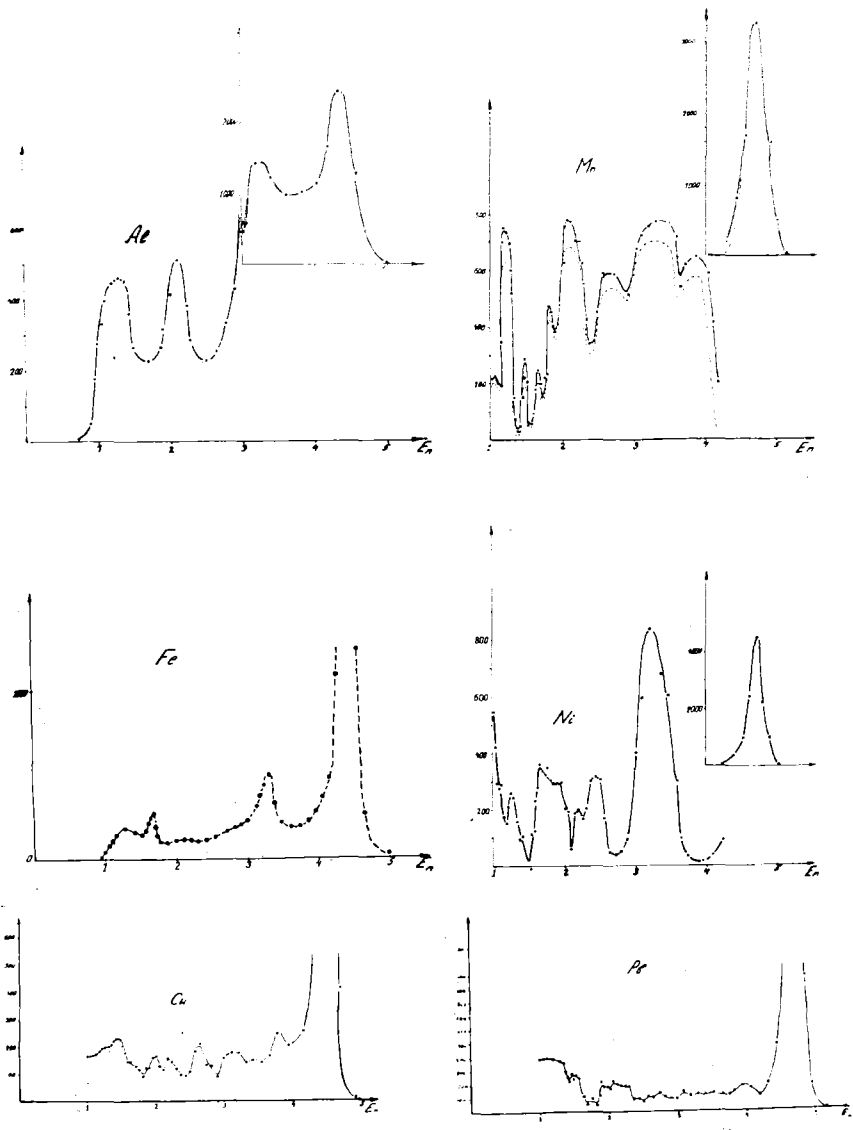


FIG. 3

в падающем на образец пучке и многократное рассеяние нейтронов в образце. Расчёт поправок на многократное рассеяние производился методом Монте-Карло при разбиении экспериментального спектра на 16 групп / 4 /.

Для иллюстрации роли поправок на рис. 3 пунктирной линией приведен исправленный спектр для Mn. При определении сечений неупругого рассеяния предполагались известными сечения упругого взаимодействия, значения которых взяты нами из работы / 5 /. Для измеренных нами трёх углов рассеяния сечения неупругого рассеяния практически совпадают. Это свидетельствует об изотропном угловом распределении, что для данной области энергий первичных нейтронов подтверждается и другими исследованиями / 6, 7 /. В таблице приведены исправленные на многократное рассеяние и ослабление пучка значения полных сечений неупругого рассеяния нейтронов с энергией 4,7 МэВ на ядрах Al, Mn, Fe, Ni, Cu и Pb. Ошибка в определении сечений, по нашим оценкам, не превышает 8%.

Полные сечения неупругого рассеяния, мб

Диапазон энергий, МэВ	Al	Mn	Fe	Ni	Cu	Pb
1-1,25	215	442	62	210	112	470
1,25-1,5	190	58	32	89	141	367
1,5-1,75	53	50	36	89	110	248
1,75-2	19	151	132	102	51	211
2-2,25	3,7	265	38	27	75	284
2,25-2,5	50	167	63	65	34	133
2,5-2,75	32	71	62	11	5	105
2,75-3	24	104	238	8	29	95
3-3,25	21	162	41	68	53	75
3,25-3,5	64	120	28	71	26	71
3,5-3,75	$8 \cdot 10^{-2}$	88	64	12	26	73
3,75-4	$8 \cdot 10^{-1}$	102	31	$1,4 \cdot 10^{-1}$	38	137
4-4,25	$8 \cdot 10^{-2}$	$2 \cdot 10^{-1}$	$1,4 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-1}$	$1,5 \cdot 10^{-1}$	84
4,25-4,5	$8 \cdot 10^{-2}$		$1,4 \cdot 10^{-2}$			$4 \cdot 10^{-1}$
Упругое	1300	2300	2200	2150	2000	5200

На полученных спектрах чётко выделяются уровни ^{27}Al с энергиями возбуждения 1,01; 2,21; 2,98 - 3 МэВ, а также первых возбуждённых состояний ^{56}Fe с энергией 0,846 МэВ и ^{58}Ni с энергией 1,45 МэВ, остальные уровни не разрешаются. Как видно из формы полученных спектров, при данных энергиях первичных нейтронов анализ распределений на основе испарительного механизма проводить нельзя даже для наиболее тяжёлого из исследованных элементов - Рс. Для практических целей в настоящее время, по-видимому, единственной возможностью учёта неупругого рассеяния нейтронов рассматриваемых здесь энергий является составление таблиц, подобных приведённой в данной работе.

Литература

1. Tanaka Y., Tsukada T., Maruyama M. "Fast-neutron Scattering from Al, Si, S and Zr" "Nuclear Data Reactors", Vienna, 1970.
2. Трыкова В.И., Барыбо В.Я. "Ядерные константы", 1975, вып.19, с.66.
3. Калифорниевые источники. М., 1973 (ЦНИИатомиздат).
4. Попов В.И., Котельникова Г.В. "Ядерные константы", 1974, вып.16 с.113.
5. Николаев М.Н., Базазянц Н.О. "Анизотропия упругого рассеяния". М., Атомиздат, 1972.
6. Попов В.И., Трыкова В.И. - В кн.: Нейтронная физика. Т.1. Киев, 1972, с. 223.
7. Borschung P., Sindow J., Shradler E. "Nucl. Phys.", 1971, v. A161, p. 593.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ ИНДЕКС РАБОТ КНИЖИ "НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА", Ч. I (М., 1977)
В МЕЖДУНАРОДНОЙ СИСТЕМЕ СИМВЛ

ISOTOPE	QUANTITY	INSTITUTE	MIN ENERGY	MAX (EV)	REFERENCE	DATE	FIRST AUTHOR, COMMENTS	
Al-27	DIN	KGU	1.5 ⁷		KIEV	77	KOZYR+.TOP, NEUT-SPEC, GRAPHS	256
Ti-48	DNG	IJI	1.6 ⁶	2.8 ⁶	KIEV	77	BAZAVOV+.GE-LI, SIG(NEUT-E), GRAPH	284
Mn-55	DIN	RI	4.7 ⁶		KIEV	77	LEBEDEV+.TOP, SIG(NEUT-E)TBL	289
Fe	DIN	RI	4.7 ⁶		KIEV	77	LEBEDEV+.TOP, SIG(NEUT-E), TBL	289
Fe	DIN	KGU	1.5 ⁷		KIEV	77	KOZYR+.TOP, NEUT-SPEC, GRAPH	256
Fe-56	DIN	KGU	9.1 ⁶		KIEV	77	EZHOV+.NEUT-SPEC, GRAPH	108
Fe-56	DNG	IJI	1.6 ⁶	2.8 ⁶	KIEV	77	BAZAVOV+.GE-LI, SIG(NEUT-E), GRAPH	284
Cs-59	DIN	KGU	1.5 ⁷		KIEV	77	KOZYR+.TOP, NEUT-SPEC, GRAPHS	256
Ni-58	DNG	IJI	1.6 ⁶		KIEV	77	BAZAVOV+.GE-LI, SIG(NEUT-E), GRAPH	284
Ni-60	DIN	IJI	1.5 ⁶	3.0 ⁶	KIEV	77	PRAVDIVY+.TOP, SIG, GRAPH	273
Ni-60	DEL	FBI	1.5 ⁶	3.0 ⁶	KIEV	77	PRAVDIVY+.TOP, SIG, GRAPH	273
Ni-62	DIN	IJI	1.5 ⁶	3.0 ⁶	KIEV	77	PRAVDIVY+.TOP, SIG, GRAPH	273
Ni-62	DEL	IJI	1.5 ⁶	3.0 ⁶	KIEV	77	PRAVDIVY+.TOP, SIG, GRAPH	273
Ni-64	DEL	IJI	1.5 ⁶	3.0 ⁶	KIEV	77	PRAVDIVY+.TOP, SIG, GRAPH	273
Ni-64	DIN	IJI	1.5 ⁶	3.0 ⁶	KIEV	77	PRAVDIVY+.TOP, SIG, GRAPH	273
Cu	DIN	RI	4.7 ⁶		KIEV	77	LEBEDEV+.TOP, SIG(NEUT-E), TBL	289
Zr-92	DNG	IJI	1.6 ⁶	2.8 ⁶	KIEV	77	BAZAVOV+.GE-LI, SIG(NEUT-E), GRAPH	284
Zr-94	DNG	IJI	1.6 ⁶	2.8 ⁶	KIEV	77	BAZAVOV+.GE-LI, SIG(NEUT-E), GRAPH	284
Nb-93	DIN	KGU	1.5 ⁷		KIEV	77	KOZYR+.TOP, NEUT-SPEC, GRAPHS	256
Nb-93	SCT	IJI	2.9 ⁶		KIEV	77	PASECHNIK+.SPENDL+STAT MDL	279
Nb-93	DIN	KGU	9.1 ⁶		KIEV	77	EZHOV+.NEUT-SPEC, GRAPH	108
Nb-92	SCT	IJI	9.9 ⁶		KIEV	77	PASECHNIK+.SPENDL+STAT+MDL	279

REPORTING

ISOTOPE	QUANTITY	INSTITUTE	MIN ENERGY	MAX (eV)	REFERENCE	DATE	FIRST AUTHOR, COMMENTS
Md-95	SCT	IJI	2.9 ⁶		KIEV	77	PASECHNIK+.SIG+MDL+STAT+MDL 279
Md-100	SCT	IJI	2.9 ⁶		KIEV	77	PASECHNIK+.SIG+MDL+STAT+MDL 279
Pd-102	N2N	CCP	1.3 ⁶	1.8 ⁶	KIEV	77	AUGUSTINJAK+.SIG(NEUT-E), TBL 221
Pd-110	N2N	CCP	1.3 ⁶	1.8 ⁶	KIEV	77	AUGUSTINJAK+.SIG(NEUT-E), TBL 221
Cd-106	DNG	IJI	6		KIEV	77	KONOBEEVSKY+.SIG, GRAPH 269
Cd-107	DNG	IJI	6		KIEV	77	KONOBEEVSKY+.SIG, GRAPH 269
Cd-108	DNG	IJI	6		KIEV	77	KONOBEEVSKY+.SIG, GRAPH 269
Cd-110	DNG	IJI	6		KIEV	77	KONOBEEVSKY+.SIG, GRAPH 269
Cd-112	DNG	IJI	6		KIEV	77	KONOBEEVSKY+.SIG, GRAPH 269
Cd-112	N2N	CCP	1.3 ⁶	1.8 ⁶	KIEV	77	AUGUSTINJAK+.SIG(NEUT-E), TBL 221
Cd-114	DNG	IJI	6		KIEV	77	KONOBEEVSKY+.SIG, GRAPH 269
Cd-116	DNG	IJI	6		KIEV	77	KONOBEEVSKY+.SIG, GRAPH 269
Sn-116	DNG	IJI	6		KIEV	77	KONOBEEVSKY+.SIG, GRAPH 269
Sn-118	DNG	IJI	6		KIEV	77	KONOBEEVSKY+.SIG, GRAPH 269
Sn-120	DNG	IJI	6		KIEV	77	KONOBEEVSKY+.SIG, GRAPH 269
Sn-122	DNG	IJI	6		KIEV	77	KONOBEEVSKY+.SIG, GRAPH 269
Sn-124	DNG	IJI	6		KIEV	77	KONOBEEVSKY+.SIG, GRAPH 269
Te-122	DNG	IJI	6		KIEV	77	KONOBEEVSKY+.SIG, GRAPH 269
Te-124	DNG	IJI	6		KIEV	77	KONOBEEVSKY+.SIG, GRAPH 269
Te-126	DNG	IJI	6		KIEV	77	KONOBEEVSKY+.SIG, GRAPH 269
Te-128	DNG	IJI	6		KIEV	77	KONOBEEVSKY+.SIG, GRAPH 269
Te-130	DNG	IJI	6		KIEV	77	KONOBEEVSKY+.SIG, GRAPH 269
Hd-142	STF	PEI			KIEV	77	KONOBEEVSKY+.SIG, GRAPH 269

Продолжение

ISOTOPE	QUANTITY	INSTITUTE	MIN ENERGY	MAX (EV)	REFERENCE	DATE	FIRST AUTHOR, COMMENTS
Sm-152	DNG	KGU	2.0 ⁶	3.0 ⁶	KIEV	77	ZAICHENKO+.OPTIMODL,CALCULATION 96
Ta-181	DIN	FBI	9.1 ⁶		KIEV	77	BIRJUKOV+.TOP,NEUT-SPEC,GRAPH 260
Os-188	DNG	IJI	2.0 ⁵	6.0 ⁵	KIEV	77	KONOBEEVSKY+.GE-LI,SIG(NEUT-E) 265 GRAPH
Os-190	DNG	IJI	2.0 ⁵	6.0 ⁵	KIEV	77	KONOBEEVSKY+.GE-LI,SIG(NEUT-E), 265 GRAPH
Os-192	DNG	IJI	2.0 ⁵	6.0 ⁵	KIEV	77	KONOBEEVSKY+.GE-LI,SIG(NEUT-E), 265 GRAPH
Os-192	N2N	GCP	1.3 ⁶	1.8 ⁶	KIEV	77	AUGUSTINJAK+.SIG(NEUT-E),TBL 221
Pt-192	DNG	IJI	2.0 ⁵	6.0 ⁵	KIEV	77	KONOBEEVSKY+.GE-LI,SIG(NEUT-E), 265 GRAPH
Pt-194	DNG	IJI	2.0 ⁵	6.0 ⁵	KIEV	77	KONOBEEVSKY+.GE-LI,SIG(NEUT-E), 265 GRAPH
Pt-196	DNG	IJI	2.0 ⁵	6.0 ⁵	KIEV	77	KONOBEEVSKY+.GE-LI,SIG(NEUT-E), 265 GRAPH
Pb	DIN	RI	4.7 ⁶		KIEV	77	LEBEDEV+.TOP,SIG(NEUT-E),TBL 289
Pb-206	TOT	IJI	1.5 ⁶	1.8 ⁶	KIEV	77	BENECKY+.TOT(NEUT-E),GRAPH 93
Pb-206	RES	MIF	NDG		KIEV	77	GUBA+.CALCULATION 147
Pb-208	RES	MIF	DNG		KIEV	77	GUBA+.CALCULATION 147
U-238	NG	KUR	1.0 ²	3.0 ⁴	KIEV	77	ADAMCHUK+.AUG SIG,TBL 141

СО Д Е Р Ж А Н И Е

Круглов А.К. Приветственное слово.....	3
Пасечник М.В. Вступительное слово.....	7

П л е н а р н о е з а с е д а н и е

Казачковский О.Д. Ядерная энергетика и нейтронная физика.....	14
Абов Ю.Г. Несохранение пространственной четности в ядерных реакциях.....	20
Мигдал А.Б., Сорокин Г.А., Маркин О.А., Мишустин И.Н. Пионная конденсация и области устойчивости аномальных ядер.....	31

С е к ц и я I

Общие вопросы нейтронной физики

Воронов В.В., Соловьев В.Г. Полумикроскопическое описание нейтронных и радиационных силовых функций.....	41
Бунатян Г.Г. К статистическому описанию компаунд-состояний ядер.....	55
Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиренкин Г.Н. Систематика параметров плотности уровней	60
Щубин Ю.Н. Плотность уровней атомных ядер в сверхпроводящей фазе.....	66
Кошеев В.Н., Снина В.В. Учет флуктуаций ширины резонансов при расчете сложных функционалов сечений.....	70

Лукьянов А.А.	
Моделирование энергетической структуры сечений в области неразрешенных резонансов.....	75
Проняев В.Г.	
Учет прямых процессов при описании функций возбуждения уровней в реакции неупругого рассеяния нейтронов.....	81
Титаренко Н.Н.	
Извлечение спектроскопической информации в нуклон-ядерных реакциях.....	85
Ставинский В.С., Щубин Ю.Н.	
Статистическое описание спектров фотонейтронов.....	89
Бенецкий Б.А., Клячко А.В.	
Определение оптимальных параметров оптического потенциала для изотопов Рь по энергетической зависимости полного нейтронного сечения.....	93
Зайченко А.К., Ольховский В.С., Ситько С.П.	
О возможности существования резонансов в функциях возбуждения при сильной связи открытых каналов неупругого рассеяния.....	96
Ольховский В.С., Зайченко А.К.	
К теории резонансов в многоканальном рассеянии.....	98
Ежов С.Н., Ольховский В.С., Плюйко В.А.	
Изучение вклада прямых процессов в реакциях типа $(n, 2n)$ с учетом взаимодействий, содержащих жесткую сердцевину.....	103
Ежов С.Н., Плюйко В.А.	
Исследование спектров неупруго рассеянных нейтронов на основе экситонной модели.....	108
Ежов С.Н., Плюйко В.А.	
Об учете углового момента при описании ядерных реакций с помощью экситонной модели.....	113
Ефросинин В.П., Куденко Ю.Г., Мусаелян Р.М., Попов В.И.	
Эффекты связи каналов при неупругом рассеянии нейтронов низкой энергии на ядрах германия.....	118
Зарецкий Д.Ф.	
Облучечный подход в теории ядерных реакций с нейтронами.....	123

Höhn J., Farz H.W. and Rotter I. Continuum Shell-Model Investigation of the Photoexcited Giant Quadrupole Resonance in ^{16}O	136
Адамчук Ю.В., Сироткин В.К. Нейтронные силовые функции сферических ядер.....	141
Губа В.Т., Рыкованов Г.Н., Урин М.Г. Нейтронные ширины аналоговых резонансов.....	147
Косвинцев Ю.Ю., Кушнир Ю.А., Морозов В.И. Получение моноэнергетических пучков очень холодных и ультра- холодных нейтронов на реакторе СМ-2.....	152
Косвинцев Ю.Ю., Кушнир Ю.А., Морозов В.И. Измерение энергетических спектров потока УХН.....	156
Терехов Г.И. О хранении и магнитном удержании ультрахолодных нейтронов....	160
Аверьянов П.Г., Косвинцев Ю.Ю., Кушнир Ю.А., Морозов В.И., Плотников И.А. Магнитная ловушка для удержания ультрахолодных нейтронов.....	167
Косвинцев Ю.Ю., Кушнир Ю.А., Морозов В.И. Хранение ультрахолодных нейтронов на медной плоскости.....	173
Ахметов Е.З., Каипов Д.К., Конкс В.А., Кулагин Е.Н., Мачнев Н.Ф., Стрелков А.В., Третьяков Л.И. Установка для получения и некоторые измерения по пропусканию ультрахолодных нейтронов на радиальном канале реактора ВВР-К	178
Ахметов Е.З., Каипов Д.К., Конкс В.А., Стрелков А.В., Третьяков Л.И. Источники ультрахолодных нейтронов.....	182
Антонов А.В., Исаков А.И., Ковыльников В.Н., Линькова Н.В., Мешков И.В., Микеров В.И., Перекрестенко А.Д., Старцев С.А., Тихомиров А.А., Петров В.Н., Крюков А.П. Исследования с медленными и ультрахолодными нейтронами.....	187
Серегин А.А. И вопросу о связанном нейтроне в веществе.....	192

Абов Ю.Г., Васильев В.В., Владимирский В.В., Крупчицкий П.А., Риссужин В.К. Об одной конфигурации магнита для удержания ультрахолодных нейтронов.....	197
--	-----

Таран Ю.В. Анализ поляризации УХН в установке для измерения ЭДМ нейт- рона.....	200
---	-----

С е к ц и я П

Экспериментальное изучение взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами

Meister A., Seeliger D., Seidel K. Calculations of (n,2n), (n,pn) and (n,np) Cross Sections Taking Into Account Preequilibrium Processes.....	203
Cookson J.A., Hussain M., Fowler J.L., Schwartz R.B., Uttley C.A. The Angular Distribution of Neutron-Proton Scattering at 27.3 MeV.....	215
Августыняк В., Херман М., Марцинковский А., Звездиноски Б. Эффективные сечения реакции (n,2n) на ядрах мишени ¹⁰² Pd, ¹¹⁰ Pd, ¹¹² Cd, ¹⁹² Os	221
Budnar M., Svelbar F., Martinčić R., Likar A., Potokar N. Mass Dependence for Radiative Capture of 14 MeV Neutrons.....	228
Швайцер Г., Зелигер Д., Унхольдер З. Исследование упругого и неупругого рассеяния нейтронов с на- чальной энергией 3, 4 Мэв на ²³ Na и ⁵⁶ Fe	231
Гельфер Г., Зелигер Д., Кайзер И., Кэпмер Д., Пилыц В., Шмидт Д., Штрейфл Т. Исследование реакции ¹⁰⁹ Ag (p,n) в области энергии E _p = = 4, 5 ... 9 Мэв	238

Гельфер Г., Кашмер Д., Зелигер Д., Румф Ю., Пилец В., Шмидт Д., Штрейл Т. Исследование реакции $^{55}\text{Mn}(p,n)$ при энергиях протонов в ди- апазоне энергии $E_p = 3, 5 \dots 7,5$ Мэв	242
Сайлер К., Дарочи Ш., Райч П., Надь Ш. Сечения реакций $(n,2n)$, (n,p) и (n,α) для некоторых изотопов хрома и циркония при энергии нейтронов 14,8 Мэв....	246
Burzyński S., Rusek K., Smolec W., Turkiewicz I.M., Turkiewicz J., Zuprański P. Alpha Particle Emission From Fast Neutron Interactions With the ^9Be Nuclei.....	253
Козырь Ю.Е., Плюйко В.А., Прокопец Г.А. Спектры быстрых нейтронов, неупруго рассеянных ядрами Al, Fe, Co, Nb	256
Барюков Н.С., Журавлев Б.В., Корнилов Н.В., Руденко А.П., Сальников С.А., Трыкова В.И. Спектры и угловые распределения нейтронов из реакций $^{181}\text{Ta}(p,n)^{181}\text{W}$ и $^{181}\text{Ta}(n,p)^{181}\text{Ta}$	260
Конобеевский Е.С., Мусаелян Р.М., Попов В.И., Суркова И.В. Неупругое рассеяние нейтронов на ядрах Os и Pt вблизи поро- га.....	265
Конобеевский Е.С., Мусаелян Р.М., Попов В.И., Суркова И.В. Неупругое рассеяние нейтронов низкой энергии на ядрах Cd, Sn и Te	269
Правдивый Н.М., Корж И.А., Мищенко В.А., Можухин Э.Н., Санжур И.Е. Рассеяние быстрых нейтронов четными изотопами никеля.....	273
Пасечник М.В., Федоров М.Б., Овдиенко В.Д., Иковенко Т.И., Сметанин Г.А. Рассеяние нейтронов с энергией 2,9 Мэв на изотопах ^{92}Mo , ^{95}Mo , ^{100}Mo и ^{93}Nb	279

Базавов Д.А., Кашуба И.Е., Приходько В.П., Столяров С.В.
Возбуждение низколежащих уровней изотопов ^{48}Tl , ^{56}Fe , ^{58}Ni ,
 ^{94}Zr и ^{92}Zr в $(n, n' \gamma)$ -реакции..... 284

Лебедев Л.С., Немиллов Ю.А., Победоносцев Л.А.
Изучение неупругого рассеяния нейтронов с энергией 4,7 Мэв
на Al, Mn, Fe, Ni, Cu и Pb 289

Библиографический индекс работ книги "Нейтронная физика",
ч. I (М., 1977) в Международной системе СИИДА..... 295

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

(Материалы 4-й Всесоюзной конференции по
нейтронной физике, Киев, 8-22 апреля 1977 г.)

Часть I

Подписано в печать 26.07.77 Т 12558 Формат 60x90 1/16
Бумага офсетная Печ.л. 19,0 Уч.-изд.л. 15,2 Тираж 500 экз.
Зак.тип.№ 592 Цена 1р.50к.

Отпечатано в ЦНИИатоминформе
ПГ9146, Москва, Г-146, аб/ящ 584

Цена 1 р. 50 к.