

**АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ**

На правах рукописи
УДК 539.17

ТОЖИБОВ ОЛИМЖОН РУСТАМОВИЧ

**ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК
ЯДЕР ^7Be , ^{25}Mg , ^{25}Al ИЗ РЕАКЦИИ ПЕРЕДАЧИ И ВЫХОДА
РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА $^{12}\text{C}+p$, И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ В
ЯДЕРНОЙ АСТРОФИЗИКЕ**

**01.04.08 – Физика атомного ядра и элементарных частиц. Ускорительная
техника**

ДИССЕРТАЦИЯ

**на соискания ученой степени доктора философии (PhD)
по физико-математическим наукам**

**Научный руководитель:
д.ф-м.н. Артемов С.В.**

Ташкент - 2019

СОДЕРЖАНИЕ

	Обозначения и сокращения.....	5
	Введение.....	6
ГЛАВА I	МЕТОДЫ ИЗВЛЕЧЕНИЯ АНК И СФ ИЗ СЕЧЕНИЙ ПЕРИФЕРИЙНЫХ РЕАКЦИЙ ПЕРЕДАЧИ.....	19
§1.1	Метод искаженных волн.....	19
§1.2	Модифицированный метод искаженных волн.....	23
	Выводы по главе I.....	27
ГЛАВА II	МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ ПЕРЕДАЧИ И ВЫХОДОВ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА, ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ.....	28
§2.1	Методика измерения дифференциальных сечений реакций передачи	28
§2.1.1	Экспериментальная установка на пучке циклотрона У- 150М.....	28
§2.1.2	Система регистрации и идентификации.....	29
§2.2	Экспериментальные данные по упругому рассеянию и реакциям (d,p), (d,t) на изотопах магния.....	31
§2.3	Методика измерения выходов реакции радиационного захвата.....	33
§2.3.1	Особенности предложенного варианта активационной методики.....	33
§2.3.2	Алгоритм измерения и извлечения выходов для толстой мишени, программное обеспечение МАИС.....	36
§2.3.3	Экспериментальная установка для измерения полных сечений и выходов радиационного захвата.....	47
2.3.4	Калибровка установки по энергии и по эффективности.....	49
§2.4	Тестирование установки и экспериментальные данные по	

	выходам реакции $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$	52
	Выводы по главе II.....	57
ГЛАВА III	АНАЛИЗ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ ПЕРЕДАЧИ, ИЗВЛЕЧЕНИЕ АНК И СФ	58
§3.1	Анализ реакций передачи протона между ядрами магния- алюминия. Определение АНК $^{25}\text{Al} \rightarrow ^{24}\text{Mg} + p$	58
§3.2	Анализ реакций передачи нейтрона между ядрами – изотопами магния. Определение АНК и СФ $^{25}\text{Mg} \rightarrow ^{24}\text{Mg} + n$	68
§3.3	Анализ реакций $^{12}\text{C}(d, ^6\text{Li})^8\text{Be}$ и $^{12}\text{C}(^3\text{He}, ^7\text{Be})^8\text{Be}$ и АНК для $^7\text{Be} \rightarrow ^3\text{He} + \alpha$	78
	Выводы по главе III.....	84
ГЛАВА IV	РАСЧЕТЫ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ S-ФАКТОРОВ И СКОРОСТЕЙ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА	86
§4.1	Метод АНК в ядерной астрофизике.....	86
§4.2	Оценки S-факторов реакций $^3\text{He}(\alpha,\gamma)^7\text{Be}$ и $^{24}\text{Mg}(p,\gamma)^{25}\text{Al}$ с использованием АНК.....	89
§4.3	Метод вычисления скорости реакции через выход.....	94
§4.4	Расчет скорости реакции $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ через энергетическую зависимость ее выхода.....	97
	Выводы по главе IV.....	99
	Заключение.....	100
	Список использованных источников.....	102

СПИСОК УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ, СИМВОЛОВ И ТЕРМИНОВ

АНК - асимптотический нормировочный коэффициент функции перекрытия

ДС - дифференциальное сечение

ММИВ – модифицированный метод искаженных волн

ОНК - асимптотический нормировочный коэффициент оболочечно-модельной волновой функции связанного состояния

ОП - оптический потенциал

СФ - спектроскопический фактор

УР - угловое распределение

ЯВК - ядерная вершинная константа виртуального отделения частицы от ядра

MAIS – Multidetector Analyzing Investigation System

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность и востребованность темы диссертации. В настоящее время в мире большое внимание вновь привлечено к получению надежных сведений о структуре низколежащих ядерных состояний. В большой степени это определяется потребностями бурно развивающейся ядерной астрофизики, что связано с прогрессом в космической технике, возросшими экспериментальными возможностями. С другой стороны, в последние десятилетия развиты теоретические подходы, позволяющие извлекать из прецизионных экспериментальных данных практически безмодельную информацию, в частности, асимптотические нормировочные коэффициенты (АНК) одночастичных ядерных состояний, широко используемых в ядерной астрофизике. Такие данные необходимы для проверки современных теоретических моделей ядра и механизмов реакций, для расчета астрофизических S-факторов в области энергетического окна Гамова в звездных процессах и при первичном нуклеосинтезе. Однако большая часть требующихся для этого экспериментальных данных по реакциям передачи нуклонов и альфа-частиц с участием важных для астрофизики легких ядер, таких как изотопы бериллия, углерода, магния, получены в основном в прошлом столетии, имеют большие погрешности либо не анализировались в рамках современных подходов. Поэтому выполненные в данной работе экспериментальные исследования реакций (d,p) и (d,t) с участием изотопов магния, детальный анализ этих и других процессов с передачей α -частицы во взаимодействиях с ядрами ^{12}C актуальны и востребованы.

Очень важным является создание новых экспериментальных методик, позволяющих измерять сечения и выходы непосредственно ядерно-астрофизических процессов, таких как радиационный захват нуклонов и альфа-частиц, с малыми погрешностями при возможно меньших энергиях, соответствующих звездным температурам. Измерениям сечений (астрофизических S-факторов) в настоящее время уделяется огромное

внимание, тогда как альтернативные данные по выходам таких процессов чрезвычайно скудны даже для таких астрофизически важных ядер, как ^{12}C . Поэтому не менее актуальным являются выполненные в данной работе разработка и создание новой активационной методики с получением новых данных по выходам радиационного захвата при ее использовании.

В нашей Республике проведению фундаментальных исследований в области ядерной физики низких энергий уделяется первостепенное внимание. В Узбекистане сформировалась известная в мире школа по этому направлению, которая достигла значимых результатов в изучении ядерных процессов при низких ($\sim 5\text{--}20$ МэВ/н) и сверхнизких (< 0.5 МэВ) энергиях. Направления этих фундаментальных исследований, имеющих большое значение для развития науки нашей страны и её дальнейшего практического применения, отражены в Стратегии действий по дальнейшему развитию Республики Узбекистан на 2017–2021 гг.¹ Выполненные в данной работе исследования непосредственно связаны с проблемами ядерной астрофизики и физики управляемых термоядерных процессов, в том числе ядерной энергетики, что является передним краем современных исследований в мире.

Данная научно-исследовательская работа соответствует задачам, утвержденным в государственных нормативных документах, Указах Президента Республики Узбекистан № УП-4947 от 7 февраля 2017 года «О Стратегии действий по дальнейшему развитию Республики Узбекистан на 2017–2021 гг.», № УП-4958 от 16 февраля 2017 года «О дальнейшем совершенствовании системы послевузовского образования», в Постановлении Президента Республики Узбекистан № ПП-2789 от 17 февраля 2017 года «О мерах по дальнейшему совершенствованию деятельности Академии наук, организации, управления и финансирования научно-исследовательской деятельности».

¹ Указ Президента Республики Узбекистан № УП-4947 «О Стратегии действий по дальнейшему развитию Республики Узбекистан» от 7 февраля 2017 г.

Соответствие исследования приоритетным направлениям развития науки и технологий республики. Диссертационная работа выполнена в соответствии с приоритетным направлением развития науки и технологий в Республике Узбекистан II. «Энергетика, энерго- и ресурсосбережение».

Степень изученности проблемы. Исследования периферийных ядерных реакций с передачей нуклонов и кластеров для установления значений АНК и спектроскопических факторов (СФ) одночастичных уровней легких ядер и их использование в расчетах астрофизических S-факторов радиационного захвата проводятся ведущими учеными мировых ядерных центров, например, американскими (А.М. Mukhamedzhanov, Р.Е. Tribble, К. М. Nollett, К.Е. Rehm и др.), японскими (Т. Kajino, Т. Motabayashi, К. Ogata, Н. Hidetoshi), итальянскими (С. Spitareli, М. La Cognata), казахстанскими (Н. Буртебаев, Л. Ибраева, М. Жусупов) и другими. Узбекистанскими учеными (С.В. Артемов, Р. Ярмухамедов, Г.К. Ни, и др.) исследованы периферийные реакции передачи нуклона (d,t) и (^3He ,d) на ряде легких ядер. Полученные значения АНК использованы для экстраполяционных расчетов астрофизических S-факторов некоторых реакций *pp*-цепочки и CNO цикла горения водорода.

Радиационный захват протона ядром ^{12}C (входная реакция CNO-цикла) исследован в ранних работах канадских ученых (С. Rolfs и др.). Имеющиеся на данный момент значения АНК для системы $\{^{12}\text{C}+p\}$, полученные ташкентской (С.В. Артемов и др.) и пекинской (Li Zhi Hong и др.) группами различаются более, чем на 30%. В работе Н. Буртебаева, Р. Ярмухамедова и др. была показана необходимость прецизионного измерения сечения этой реакции в области энергий, где доминирует роль прямого механизма для его экстраполяции в область энергий вблизи Гамовского пика ($\sim 20\text{-}25$ кэВ). Важна также оценка скорости этой реакции альтернативными методами, в частности, через ее выход.

Реакция радиационного захвата $^3\text{He}(\alpha,\gamma)^7\text{Be}$ является важным процессом первичного нуклеосинтеза и одним из основных звеньев *pp*-цепочки горения

водорода в звездах, определяя, в частности, поток высокоэнергетичных Солнечных нейтрино. Ввиду ее астрофизической значимости эта реакция экспериментально исследуется на протяжении почти 50 лет с повышением прецизионности и продвижением в область все меньших энергий. Недавно в рамках коллаборации LUNA (F. Confortola, D. Bemmerer и др.) S-фактор этой реакции измерен вплоть до энергии ~ 93 кэВ, а также его величина оценена косвенным методом при энергии 23 кэВ (положение пика Гамова) по измерениям потока Солнечных нейтрино (Marcell P. Takács, D. Bemmerer и др.). Узбекскими учеными Р. Ярмухамедовым и К. Турсунмахатовым выполнены экстраполяционные расчеты S-факторов с использованием значений АНК, найденных из анализа этих экспериментальных данных при энергии $E \geq 90$ кэВ. Однако необходимо уточнение значения АНК.

Передача протона в системе $^{24}\text{Mg} - ^{25}\text{Al}$ изучалась в работах В. Mertens (Германия) с использованием реакции $(d, ^3\text{He})$ при 18 и 20 МэВ (1970), F. Entezami (Великобритания) 33 МэВ (1981), R.J. Peterson (США) 38.5 МэВ, и передачи нейтрона $^{24}\text{Mg} - ^{25}\text{Mg}$ в работах E.W. Hamburger (США, 1960), В.В. Токаревского и др. (Украина), И.Р. Гуламова и др. (Узбекистан, 1990). Однако значения АНК состояний $\{^{24}\text{Mg} + p\}$ определялись только в работах С.В. Артемова, С.Б. Игамова и др. (Узбекистан). Эта величина важна для оценки астрофизического S-фактора радиационного захвата протона ядром ^{24}Mg , являющегося первым звеном цепочки MgAl цикла $^{24}\text{Mg}(p, \gamma)^{25}\text{Al}(\beta^+)^{25}\text{Mg}(p, \gamma)^{26}\text{Al}(\beta^+)^{26}\text{Mg}$. Механизм образования изотопа ^{26}Mg стал ключевым для подтверждения моделей звездного нуклеосинтеза, поскольку в космическом излучении обнаружена γ -линия, сопровождающая β -распад $^{26}\text{Al}(\beta^+)^{26}\text{Mg}$, что является первым доказательством продолжения звездного нуклеосинтеза во Вселенной. Поэтому необходимо уточнение значений АНК протонно-связанных состояний $\{^{24}\text{Mg} + p\}$.

Связь темы диссертационного исследования с планами научно-исследовательских работ научно-исследовательского учреждения, где выполнена диссертация. Диссертационное исследование выполнено в

рамках научно-исследовательских проектов Института ядерной физики Академии наук Республики Узбекистан по темам: № Ф2-ФА-Ф114 «Исследование формирования легких элементов и свойств экзотических ядер, образующихся в реакциях при низких энергиях» (2012-2016) и Ф2-ФА-Ф117 «Исследования динамических свойств фундаментальных характеристик ядер для ядерной астрофизики» (2012-2016).

Целью исследования является определение феноменологических значений АНК ${}^3\text{He}+\alpha\rightarrow{}^7\text{Be}$; ${}^{24}\text{Mg}+n\rightarrow{}^{25}\text{Mg}$; ${}^{24}\text{Mg}+p\rightarrow{}^{25}\text{Al}$ путем анализа периферийных ядерных реакций передачи нуклонов и альфа-кластеров для использования в расчетах S-факторов ядерно-астрофизических процессов радиационного захвата ${}^{24}\text{Mg}(p,\gamma){}^{25}\text{Al}$ и ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$, а также определение выходов и скорости реакции радиационного захвата ${}^{12}\text{C}(p,\gamma){}^{13}\text{N}$.

Задачи исследования:

разработать новый активационный метод измерения малых величин выхода ядерной реакции;

разработать алгоритм извлечения значений выходов ядерных реакций из экспериментальных данных и создать соответствующее программное обеспечение;

определить основные характеристики и провести тестирование созданной на ускорителе ЭГ-2 экспериментальной установки MAIS, реализующей новый активационный метод;

выполнить прецизионные измерения выходов реакции ${}^{12}\text{C}(p,\gamma){}^{13}\text{N}$ в диапазоне 190 – 650 кэВ на протонном пучке ускорителя ЭГ-2;

выполнить измерение дифференциальных сечений (ДС) упругого рассеяния дейтронов на ядрах ${}^{24,25}\text{Mg}$ и реакций передачи нейтрона ${}^{24}\text{Mg}(d,p){}^{25}\text{Mg}$ и ${}^{25}\text{Mg}(d,t){}^{24}\text{Mg}$ при энергии дейтронов 14.5 МэВ;

выполнить анализ экспериментальных ДС реакций ${}^{24}\text{Mg}(d,n){}^{25}\text{Al}$, ${}^{24}\text{Mg}({}^3\text{He},d){}^{25}\text{Al}$, ${}^{25}\text{Mg}(d,t){}^{24}\text{Mg}$, ${}^{24}\text{Mg}(d,p){}^{25}\text{Mg}$, ${}^{12}\text{C}(d,{}^6\text{Li}){}^8\text{Be}$ и ${}^{12}\text{C}({}^3\text{He},{}^7\text{Be}){}^8\text{Be}$ в рамках модифицированного метода искаженных волн (ММИВ) и получить значения квадратов АНК для одночастичных связанных состояний

$^3\text{He} + \alpha \rightarrow ^7\text{Be}$; $^{24}\text{Mg} + n \rightarrow ^{25}\text{Mg}$; $^{24}\text{Mg} + p \rightarrow ^{25}\text{Al}$; $^3\text{He} + \alpha \rightarrow ^7\text{Be}^*$ ($E^* = 0.430$ МэВ); и СФ для $^{24}\text{Mg} + n \rightarrow ^{25}\text{Mg}$;

выполнить расчет скорости реакции радиационного захвата $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ при низких энергиях E , используя измеренные значения выходов этой реакции.

Объектом исследования являются одночастичные состояния легких ядер, участвующих в ядерно-астрофизических реакциях.

Предметом исследования являются периферийные ядерные реакции с передачей нуклонов и α -частиц, а также процессы их радиационного захвата при низких и сверхнизких энергиях с участием легких ядер.

Методы исследования. Используются хорошо известные и надежные экспериментальные методы ΔE - E регистрации и идентификации заряженных продуктов реакций телескопами кремниевых детекторов и гамма-квантов сцинтилляционными спектрометрами, а также общепринятые статистические методы обработки данных. Для анализа данных применяется широко используемый в настоящее время модифицированный метод искаженных волн.

Научная новизна исследования заключается в следующем:

разработан новый вариант активационного метода измерения малых выходов процессов радиационного захвата заряженных частиц с образованием радиоактивных конечных продуктов;

получены новые данные по выходу реакции $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ при энергии ниже 350 кэВ и рассчитаны её скорости при звездных температурах ($0.01 \leq T_9 \leq 1.0$);

получены прецизионные экспериментальные значения дифференциального сечения упругого $^{24,25}\text{Mg} + d$ рассеяния, реакций $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$ и $^{25}\text{Mg}(d,t)^{24}\text{Mg}$ при энергиях $E_d = 14.5$ и 18 МэВ в диапазоне углов вылета от 8° до 44° в с.д.м.;

определены значения квадратов асимптотических нормировочных коэффициентов для одночастичных связанных конфигураций $\{^{24}\text{Mg} + n\}$ и

$\{^{24}\text{Mg}+p\}$ ядер ^{25}Mg $C^2_{^{25}\text{Mg}\rightarrow^{24}\text{Mg}+n}=1.72\pm0.07$ Фм^{-1} и ^{25}Al $C^2_{^{25}\text{Al}\rightarrow^{24}\text{Mg}+p}=4.57\pm0.49$ Фм^{-1} , а также спектроскопического фактора ядра ^{25}Mg в $^{24}\text{Mg}+n$ - конфигурации в основном состоянии $Z_{^{25}\text{Mg}\rightarrow^{24}\text{Mg}+n}=0.41\pm0.12$;

определены значения квадратов асимптотических нормировочных коэффициентов для α -частичных связанных конфигураций $^3\text{He}+\alpha\rightarrow^7\text{Be}$ в основном ($J^\pi=3/2^-$, $E^*=0.0$ МэВ) $C^2_{^7\text{Be}\rightarrow^3\text{He}+\alpha}=22.9\pm0.7$ Фм^{-1} и первом возбужденном ($J^\pi=1/2^-$, $E^*=0.430$ МэВ) $C^2_{^7\text{Be}\rightarrow^3\text{He}+\alpha}=18.0\pm0.5$ Фм^{-1} состояниях ядра ^7Be .

Практические результаты исследования заключается в следующем:

создана экспериментальная установка, реализующая разработанный вариант активационного метода для измерения очень малых выходов и S-факторов в глубоко подбарьерных процессах радиационного захвата заряженных частиц;

получены данные по выходу ядерно-астрофизического процесса радиационного захвата протона ядром ^{12}C в области энергий 190–650 кэВ, необходимых и важных для экстраполяции выходов и S-факторов в область звездных энергий;

получены значения асимптотических нормировочных коэффициентов для одночастичных состояний легких ядер.

Достоверность результатов исследования обосновывается использованием надежных и широко используемых $\Delta E-E$ - метода регистрации и идентификации заряженных частиц-продуктов ядерных реакций и сцинтилляционного метода регистрации аннигиляционных гамма-квантов, достаточно высокой статистической обеспеченностью, тщательной калибровкой характеристик экспериментальных методик и совпадением результатов тестовых измерений с имеющимися данными, а также применением общепринятых статистических методов обработки и анализа экспериментальных данных. Спектроскопическая информация о ядерных уровнях получена в рамках общепризнанных в настоящее время теоретических моделей анализа периферийных ядерных реакций передачи

нуклонов и радиационного захвата и хорошо согласуется с экспериментальными результатами и теоретическими выводами других исследователей.

Научная и практическая значимость результатов исследования.

Научная значимость результатов заключается в том, что найденные значения асимптотических нормировочных коэффициентов для ${}^3\text{He}+\alpha\rightarrow{}^7\text{Be}$, ${}^{24}\text{Mg}+n\rightarrow{}^{25}\text{Mg}$, ${}^{24}\text{Mg}+p\rightarrow{}^{25}\text{Al}$ позволяют проверять корректность теоретических моделей структуры одночастичных уровней легких ядер, предсказывающих эти значения, а их использование в экстраполяционных расчетах сечений слияния (${}^3\text{He}+\alpha$) и радиационного захвата нуклона ядрами ${}^{24}\text{Mg}$ в области очень низких экспериментально недоступных энергий позволяют соответственно оценить поток высокоэнергетических солнечных нейтрино и вклад прямого процесса в Mg-Al циклах звездного горения водорода. Измеренные прецизионные значения выхода радиационного захвата протона ядрами ${}^{12}\text{C}$ позволяют произвести альтернативные теоретические оценки скорости этого процесса в CNO-цикле звездного горения водорода.

Практическое значение результатов заключается в том, что разработанный новый вариант активационного метода измерения очень малых выходов для процессов радиационного захвата заряженных частиц может найти применение как в фундаментальных исследованиях в области ядерной астрофизики, так и в прикладных целях активационном анализе на пучках заряженных частиц и быстрых нейтронов. Метод гибок относительно различных экспериментальных задач, поскольку он включает возможность как "PROMPT"-, так и "ACTIVATION" измерений практически любых продуктов распада конечных ядер с периодами от десятка секунд до десятков часов.

Полученные феноменологические значения асимптотических нормировочных коэффициентов основных и низколежащих состояний легких ядер могут быть использованы при построении теоретических моделей для

структуры одночастичных состояний в легких ядрах и при экстраполяционных расчетах сечений ядерных процессов, в т. числе в ядерной астрофизике.

Полученные экспериментальные значения выходов реакции радиационного захвата протонов углеродом могут быть использованы в теории ядерных реакций при низких энергиях, в материаловедении ядерных и термоядерных установок.

Внедрения результатов исследования. На основе полученных результатов по исследованию реакций передачи на ядрах ^{12}C , $^{24,25}\text{Mg}$ и радиационному захвату:

разработанный вариант активационной методики для измерений выходов и сечений реакции радиационного захвата использован при исследовании ядерно-астрофизических реакций радиационного захвата заряженных частиц в рамках проекта «Измерение сечений ядерных реакций на ядрах 1p-оболочки, индуцированных легкими ионами, для астрофизических и ядерных приложений» (2018-2020) (письмо РГП «Институт ядерной физики» Министерства энергетики Республики Казахстан от 29 апреля 2019 года №34-11-01-04/571). Использование полученных результатов позволяет проводить измерения сечений реакции радиационного захвата с очень малыми значениями;

полученные экспериментальные значения дифференциального сечения упругого $^{24,25}\text{Mg}+d$ рассеяния и реакций $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$ и $^{25}\text{Mg}(d,t)^{24}\text{Mg}$ при энергиях $E_d=14.5$ и 18 МэВ, а также значения АНК, полученные из анализа этих реакций, использовались при исследованиях ядерных реакций при низких энергиях (письмо НИЦ «Курчатовский институт» от 26 апреля 2019 года). Полученные результаты позволили планировать и проводить новые эксперименты на циклотроне С200-Р Лаборатории тяжелых ионов Варшавского Университета и циклотроне У150-М Института ядерной физики Республики Казахстан;

полученные значения АНК для одночастичных связанных конфигураций $\{^{24}\text{Mg}+n\}$ и $\{^{24}\text{Mg}+p\}$ ядер ^{25}Mg и ^{25}Al в результате анализа периферийных реакций передачи нуклонов на изотопах магния использованы при проведении соответствующих экспериментов на ускорителях Института ядерной физики, выполняемых по теме «Измерение сечений ядерных реакций на ядрах 1p-оболочки, индуцированных легкими ионами, для астрофизических и ядерных приложений» (2018-2020) (письмо РГП «Институт ядерной физики» Министерства энергетики Республики Казахстан от 29 апреля 2019 года №34-11-01-04/571). Эти данные позволяют выполнить предварительные оценки сечений, что важно при экспериментальном исследовании ядерно-астрофизических реакций радиационного захвата протона изотопами магния;

полученные значения АНК для $^3\text{He}+\alpha\rightarrow^7\text{Be}$ в результате анализа реакций $^{12}\text{C}(d,^6\text{Li})^8\text{Be}$ и $^{12}\text{C}(^3\text{He},^7\text{Be})^8\text{Be}$, а также экспериментальные значения дифференциального сечения упругого $^{24,25}\text{Mg}+d$ рассеяния и реакций $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$ и $^{25}\text{Mg}(d,t)^{24}\text{Mg}$ при энергиях $E_d=14.5$ и 18 МэВ использовались по проекту «Определения асимптотических нормировочных коэффициентов для легких ядер» (письмо Лаборатории тяжелых ионов Варшавского Университета от 20 мая 2019 года). Полученные результаты позволили планирования новых экспериментов на циклотроне С200-Р Лаборатории тяжелых ионов Варшавского Университета.

Апробация результатов исследования. Основные результаты диссертационной работы докладывались на 7 международных научных конференциях.

Опубликованность результатов исследования. По теме диссертации опубликовано 12 научных работ, 5 научных статей в изданиях, рекомендованных Высшей аттестационной комиссией Республики Узбекистан для публикации основных научных результатов докторских диссертаций, из них 3 в зарубежных научных журналах.

Объем и структура диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, списка использованной литературы. Объем диссертации составляет 113 страниц.

Список опубликованных работ:

1. Artemov S.V., Zhuraev O.Sh., Karakhodzhaev A.A., Kayumov M.A., Yakushev V.P., Tozhiboev O.R. An Automated Technique for Identifying and Measuring Activities of Short Lived Radionuclides // Instruments and Experimental Techniques. – Moscow (Russia), Ltd., 2013. -Vol.56, №2. -pp. 205–208. (№4. Journal Citation Reports; IF=0.613)
2. Aliev M.K., Artemov S.V., Baratbaev Sh., Igamov S.B., Karakhodjaev A.A., Muminov T.M., Raduk G.A., Rumi, R.F. Salikhbaev U.S., Tojibaev O.R., Khalikov R.I., Kholbaev I., Eshkobilov Sh.Kh., Juraev O.Sh. Multi detector setup for nuclear astrophysical reaction studies on the low energy ion beam // Uzbek Journal of Physics - Tashkent (Uzbekistan), 2015. -N 1-2 (17). -pp. 9-16 (01.00.00. №5)
3. Artemov S.V., Igamov S.B., Karakhodjaev A.A., Radyuk G.A., Tojiboyev O.R., Salikhbaev U.S., Ergashev F.Kh., Nam I.V., Aliev M.K., Kholbaev I., Rumi R.F., Khalikov R.I., Eshkobilov Sh.Kh., Muminov T.M. A Modified activation method for reaction total cross section and yield measurements at low astrophysically relevant energies // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A. – Netherlands, 2016. –V.825. –pp.17-23. (№4. Journal Citation Reports; IF=1.336)
4. Yarmukhamedov R., Tojiboev O.R., Artemov S.V. Asymptotic normalization coefficients for $\alpha + {}^3\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be}$ from the peripheral α -particle transfer reactions and their astrophysical application // IL NUOVO CIMENTO C.-Bologna (Italy), 2016. –V.39. –id.364. –p.5. (№41. SCImago; IF=0.134)
5. Артемов С.В., Буртебаев Н., Игамов С.Б., Караходжаев А.А., Тожибоев О.Р., Юлдашев Б.С. Анализ реакций передачи нуклона с участием

- изотопов магния и алюминия // Доклады Академии наук Республики Узбекистан.- Ташкент (Узбекистан), 2018. -№3. - С.38–43. (01.00.00. №7)
6. Алиев М.К., Артемов С.В., Баратбаев Ш., Игамов С.Б., Караходжаев А., Муминов Т.М., Радюк Г.А., Руми Р.Ф., Салихбаев У.С., Тожибаев О.Р., Халиков Р.И., Холбаев И., Эшкobilов Ш.Х., Якушев В.П. Четырех детекторная установка для изучения ядерно-астрофизических реакций на электростатическом ускорителе «Сокол» НИИПФ НУУз // «Электростатические ускорители и ионные технологии»: Сб. Трудов 19-ой Межд. конф. - Обнинск: ГНЦ РФ ФЭИ, 2013. -С.162-172
 7. Yarmukhamedov R., Tojiboev O., Artemov S.V. Indirect methods and ANC's for nuclear astrophysics // JPS Conference Proceedings. – Tokyo (Japan), 2017. -V.14. –id.021003
 8. Tadzhiboev O., Artemov S.V., Kajumov M, Sakuta S.B., Yarmukhamedov R. Determination of the asymptotic normalization coefficients for $p+{}^7\text{Be}\rightarrow {}^8\text{B}$, $\alpha+{}^3\text{He}\rightarrow {}^7\text{Be}$ and $\alpha+{}^8\text{Be}\rightarrow {}^{12}\text{C}$ from the ${}^7\text{Be}(d,n){}^8\text{B}$, ${}^{12}\text{C}(d,{}^6\text{Li}){}^8\text{Be}$ and ${}^{12}\text{C}({}^3\text{He},{}^7\text{Be}){}^8\text{Be}$ reactions and their nuclear-astrophysical application // “Nuclear science and its application”: International Conference Samarkand, 25-28 September, 2012. – Tashkent, 2012. -pp.67-68
 9. Aliev M.K., Artemov S.V., Tozhiboev O.R., Baratbaev Sh., Igamov S.B., Karakhodjaev A.A., Khalikov R.I., Kholbaev I., Muminov T.M., Salikhbaev U.S., Raduk G.A., Rumi R.F., Yakushev V.P. Eshkobilov Sh.Kh. Set-up for the Nuclear Astrophysical Reactions Study at Elektrostatic Accelerator EG-2 «Sokol» // “Nuclear science and its application”: International Conference Samarkand, 25-28 September, 2012. – Tashkent, 2012.-pp.164-165
 10. Tojiboyev O.R., Artemov S.V., Igamov S.B., Karakhodjaev A.A., Nam I.V., Raduk G.A., Ergashev F.Kh., Aliev M.K., Kholbaev I., Rumi R.F., Khalikov R.I., Eshkobilov Sh.Kh. Testing the new activation method for study the reactions of nuclear astrophysics interest // «Ядерная и радиационная физика»: 10-я Межд. конф. 8-11 сентябрь, 2015. - Курчатов (Казахстан), 2015. -С. 118

11. Igamov S.B., Artemov S.V., Karakhodjaev A.A., Radyuk G.A., Tojiboyev O.R., Ergashev F.Kh., Aliev M.K., Kholbaev I., Rumi R.F., Khalikov R.I., Eshkobilov Sh.Kh. New calculation of rate of the astrophysical reaction $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ // Nuclear Science and Technologies: International Scientific Forum, September 12-15, 2017. - Almaty (Kazakhstan), 2017. -p.81
12. Tojiboyev O.R., Artemov S.V., Burtebayev N., Karakhodzhaev A.A., Ergashev F.Kh. Comparative MDWBA Analysis of Nucleon Transfer Reactions on $^{24,25}\text{Mg}$ for ANC Obtaining //«ЯДРО-2018»: 68-я Межд. конф. 1 – 6 июль 2018 г. - Воронеж (Россия), 2018. – С.172

ГЛАВА I. МЕТОДЫ ИЗВЛЕЧЕНИЯ АНК И СФ ИЗ СЕЧЕНИЙ ПЕРИФЕРИЙНЫХ РЕАКЦИЙ ПЕРЕДАЧИ

§1.1. Метод искаженных волн

Хорошо известно, что основным источником получения спектроскопических данных об одночастичных ядерных состояниях являются прямые ядерные реакции.

В связи с расширением исследований в область экзотических ядер (ядра вблизи протонной и нейтронной drip lines, супердеформированные и гало ядра и др.), а также с появившимися новыми экспериментальными возможностями их исследования (использование радиоактивных пучков низких энергий в инверсной геометрии) и вычислительными возможностями, большое внимание в настоящее время вновь привлечено к таким, казалось бы хорошо исследованным и традиционным для изучения одночастичных ядерных состояний реакциям, как (d,n) , (d,p) , (d,t) , $(^3\text{He},d)$ и реакциям передачи с тяжелыми ионами. Корректные теоретические модели этих процессов по-прежнему важны и нуждаются в уточнении, как для выяснения структуры ядер и механизмов реакций, так и для задач ядерной астрофизики.

✓ Среди стоящих задач — выяснение роли динамических эффектов, таких как возбуждения кора [1; с.044613-6] в механизмах передачи нуклонов, чувствительность этих реакций к относительному $n-p$ моменту в дейтроне и вкладу его D-состояния [2; с.162502-5. 3; с.024603-10], эффекты нелокальности в оптических потенциалах [4; с.014604-11]. Основные усилия в настоящее время теоретиков привлечены к развитию микроскопической эффективной теории реакций в приложении к слабосвязанным кластерным ✓ системам, в частности, к трехтелному описанию реакций с участием дейтрона [5; с.051603-6] и к учету влияния развала дейтрона на оптический потенциал его взаимодействия с ядрами [6; с.051603-4].

Вместе с тем базисным подходом к анализу прямых процессов на протяжении многих десятилетий является «стандартный» метод искаженных волн (МИВ) в Борновском приближении [7; с.641-656]. Важным фактором корректности и надежности извлечения спектроскопической информации в рамках МИВ является установление доминирования одночастичной компоненты в структуре соответствующих ядерных состояний, что обуславливает несущественную роль вышеперечисленных эффектов, таких как конкурирующие обменные процессы, связанные с кластеризацией (особенно для очень легких ядер [8; с.785-797. 9; с.20-35]), и связь каналов реакции, обусловленная деформацией.

На экспериментальную ситуацию, в которой могут быть получены данные, пригодные для анализа в рамках МИВ, также накладываются определенные условия, которые минимизируют неопределенности в извлекаемой информации. Так, относительные энергии взаимодействующих ядер должны быть достаточно велики, чтобы доминировали прямые процессы (роль механизма составного ядра должна быть несущественна, также как роль более сложных, чем одноступенчатые, процессов передачи нуклона). На языке дисперсионных подходов в амплитуду реакции должна давать доминирующий вклад простая полюсная диаграмма. Вместе с тем, энергия не должна быть слишком велика, чтобы было открыто сравнительно небольшое число каналов реакции передачи, и механизмы реакций, слабо чувствительные к оболочечной структуре ядра (фрагментация, Глауберовское рассеяние, выбивание и т.п.), были еще незначительны. Наиболее удобной с этой точки зрения представляется область энергий ~ десятка МэВ на нуклон при исследовании реакций передачи с легчайшими ионами ($^1\text{-}^3\text{H}$, $^3,4\text{He}$) и близкие к Кулоновскому барьеру энергии при взаимодействии более тяжелых ионов. Переданный поперечный импульс также должен быть мал (угол вылета мал), поскольку с большей вероятностью механизм простого срыва (подхвата) нуклона доминирует в главном максимуме углового распределения.

При рассмотрении в рамках МИВ реакции передачи частицы a : $A(x,y)B$, где $B=A+a$ и $x=y+a$, матричные элементы эффективного взаимодействия вида $(B,x|V|A,y)$, содержат всю информацию о структуре взаимодействующих ядер, правилах отбора по угловым моментам и типе реакции. В Борновском приближении взаимодействие, ответственное за переход, рассматривается как слабое возмущение ΔV к основному взаимодействию в упругом рассеянии. Амплитуда перехода для реакции $A(x,y)B$, где $B=A+a$ и $x=y+a$, имеет структуру:

$$M(E_i, \cos \theta) = \sum_{M_y} \Psi_f^{(-)} I_{Aa}^B |\Delta V| I_{ya}^x \Psi_i^{(+)}, \quad (1.1)$$

Суммирование в (1.1) проводится по проекциям M спина J передаваемой частицы. $\Psi_{\pm}^{+/-}(\dots)$ – искаженные волны во входном и выходном каналах реакции, а $I_{\beta\gamma}^{\alpha}$ – интегралы перекрытия волновых функций связанных состояний частиц $\alpha=(\beta\gamma)$, которые имеют следующую структуру:

$$I_{\beta\lambda}^{\alpha}(r_{\beta\gamma}) = \langle \varphi_{\beta}(\zeta_{\beta}) \varphi_{\gamma}(\zeta_{\gamma}) | \varphi_{\alpha}(\zeta_{\beta}, \zeta_{\gamma}; r_{\beta\gamma}) \rangle, \quad (1.2)$$

где для каждого ядра φ есть волновая функция связанного состояния, ζ – набор внутренних переменных, $r_{\beta\gamma}$ – относительные координаты центра масс ядер β и γ . Оператор перехода представляется в “post” – форме: $\Delta V = V_{ya} + V_{yA} - V_f$ или в “prior” – форме $\Delta V = V_{Aa} + V_{yA} - V_f$. Для периферийных реакций (например, в “post” – форме) оператор $V_{yA} - V_f$ может быть аппроксимирован только кулоновской частью $V_{yA}^C - V_f^C$.

Расчет интегралов перекрытия внутренних волновых функций I_{ya}^x и I_{Aa}^B в общем случае является очень сложной задачей. Поэтому обычно в МИВ они аппроксимируются модельными волновыми функциями связанного состояния $\alpha=(\beta\gamma)$, а радиальная часть интеграла представляется в виде:

рассчитываемых в формализме МИВ от геометрических параметров модельного потенциала связи приводит к разбросу значений СФ, извлекаемых из анализа различных прямых реакций (либо из реакций при различных относительных энергиях), часто до 100% и более.

§1.2. Модифицированный метод искаженных волн

В случае, когда процесс обмена заряженной частицей (протоном, кластером) происходит на периферии ядра, где поведение волновых функций практически определяется кулоновским взаимодействием, метод становится нечувствительным к форме ядерного потенциала, связывающего передаваемую частицу с остовом, и извлечение СФ из анализа дифференциального сечения, вообще говоря, становится некорректным. В этом случае удобным становится подход, первоначально возникший как комбинирование МИВ и дисперсионных соотношений, и позволяющий извлекать значения квадратов модулей ядерных вершинных констант (ЯВК) виртуального отделения нуклона (кластера) от остова [10; с.1689-1695. 11; с.428-438]. Поскольку эти величины однозначно связаны с квадратами асимптотических нормировочных коэффициентов (АНК) функций перекрытия ядер – донора и акцептора передаваемого нуклона [12; с.1189-1245], в дальнейшем метод стал использоваться как вариант МИВ, называемый Модифицированный Метод Исканенных Волн (ММИВ) [13; с.1302-1312. 14; с.998-1011. 15; с.054616-15]. В ММИВ предполагается, что асимптотическое поведение интеграла перекрытия «истинных» радиальных волновых функций и модельной волновой функции этих двухчастичных состояний одинаковы, и соответствуют поведению функции Ганкеля первого рода [10; с.1689-1695] для связи нейтрона или функции Уиттекера [11; с.428-438] для связи протона (заряженной частицы).

Важным обстоятельством является то, что извлекаемые из анализа квадраты АНК, определяющие нормировку асимптотики радиальных

интегралов перекрытия, практически не содержат модельной зависимости от геометрических параметров потенциала связанного состояния передаваемой частицы. Однако остается открытой проблема зависимости извлекаемых феноменологических АНК от неоднозначностей ОП, хотя эта зависимость не столь сильна для периферийных процессов.

Концепция и формализм ММИВ неоднократно приводились в публикациях [10; с.1689-1695. 11; с.428-438. 13; с.1302-1312. 14; с.998-1011], здесь приводятся лишь основные соотношения, используемые при анализе. Для чисто периферийной передачи $A(x,y)B$ нуклона N (либо обратного процесса), где $B=A+a$ и $x=y+a$ (здесь x – легчайшие ядра $d, t, {}^3\text{He}$, a – передаваемая частица), асимптотическое поведение радиальной части интеграла перекрытия, $I_{Aa;l_B j_B}(r)$ вне области ядерных взаимодействий, $r > r_N$ определяется соотношением (в случае, если a – заряженная частица):

$$I_{Aa;l_B j_B}(r) \approx C_{B \rightarrow Aa;l_B j_B} \frac{W_{-\eta_B l_B + 1/2}(2\kappa_{Aa} r)}{r}, \quad (1.5)$$

где $C_{B \rightarrow Aa;l_B j_B}$ – АНК связанного состояния $B = \{A+a\}$. Аналогичный вид имеет асимптотика о.в.ф., определяемой выражением (1.3), если a – заряженная частица:

$$\varphi_{Aa;l_B j_B}(r) \approx b_{Aa;l_B j_B} \frac{W_{-\eta_B l_B + 1/2}(2\kappa_{Aa} r)}{r}, \quad (1.6)$$

где $W_{\alpha,\beta}(\dots)$ – функция Уиттекера, $\eta_B = Z_A Z_a e^2 \mu_{Aa} / \kappa_{Aa}$ – кулоновский параметр для связанного состояния $B = \{A+a\}$, $\kappa_{Aa} = \sqrt{2\mu_{Aa} \varepsilon_{Aa}}$, ε_{Aa} – энергия связи ядра B относительно $\{A+a\}$ – канала.

В предположении, что доминирует один (обычно минимальный) передаваемый момент l (и что $l_B=l$ и $j_B=j$), ДС можно представить в виде [15; с.054616-15. 16; с.364]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = C_{B;l,j+}^2 [R_{j+}(E, \theta; b_{l,j+}, b_x) + \lambda R_{j-}(E, \theta; b_{l,j-}, b_x)], \quad (1.7)$$

где

$$R(E, \theta; b_{l,j}) = \left(\frac{C_x}{b_x} \right)^2 \frac{\sigma^{DW}(E, \theta; b_{l,j})}{b_{l,j}^2}. \quad (1.8)$$

Здесь C_x и $C_{B;l,j\pm}$ – АНК, которые определяют нормировку интегралов перекрытия волновых функций на периферии для конфигураций $y+n/p \rightarrow x$ и $A+n/p \rightarrow B$; b_x и $b_{l,j\pm}$ – соответственно, «одночастичные» асимптотические нормировочные коэффициенты для о.в.ф. связанного состояния нуклона в потенциале ядра-донора для $x \rightarrow y+n/p$ и $B=\{A+n/p\}$ – конфигураций. E и θ – относительная кинетическая энергия взаимодействующих ядер во входном канале и угол вылета легкого продукта реакции в с.ц.и. В тех случаях, когда величина полного углового момента j передаваемой частицы может принимать 2 значения: $j\pm=l\pm 1/2$, вводится значение $\lambda=(C_{l,j-})^2/(C_{l,j+})^2$. $\sigma^{DW}(E, \theta; b_{l,j\pm})$ – «одночастичное» дифференциальное сечение передачи нуклона, рассчитываемое в нашем случае по коду программы DWUCK5 [17] и включающее в себя также спиновый весовой множитель для процесса срыва ($\lambda=0$, если возможно лишь одно значение j).

Как показано в [12; с.1189-1245], в общем случае квадрат АНК однозначно связан с СФ Z соотношением $C^2=Zb^2$ для произвольной одночастичной конфигурации $\alpha \rightarrow \beta + \gamma$.

Функция $R(E, \theta; b_{l,j})=R(b)$ не должна существенным образом зависеть от $b_{l,j}$ (см. напр. [18; с.1577-1582]) и, следовательно, от неоднозначности геометрических параметров потенциала связанного состояния, если передача частицы происходит на периферии взаимодействующих ядер. Следует

подчеркнуть, что при этом b_{lj} и $\sigma^{DW}(E, \theta; b_{lj})$, а следовательно, и СФ существенно зависят от геометрических параметров потенциала связанного состояния.

Таким образом, первый этап анализа экспериментального ДС каждой конкретной реакции и извлечения значений квадратов АНК для конфигураций $B=\{A+n/p\}$ и $B=\{A+\alpha\}$ заключается в оценке степени периферийности реакции в области главного максимума углового распределения ДС срыва/подхвата нуклона. При этом тестируется поведение функции $R(b=b_H(r_0, a))$ при варьировании геометрических параметров r_0 и a в физически разумных пределах [9; с.20-35. 18; с.1577-1582]. В случае доминирования периферийного процесса оценивается вклад других (не одноступенчатых) механизмов передачи нуклона и в некоторых случаях роли компаунд-механизма.

Одной из задач данной работы является оценка адекватности формализма ММИВ механизмам передачи нуклона при взаимодействии исследуемых легких ядер с различными типами легчайших частиц, ускоренные пучки которых наиболее доступны для экспериментаторов. Поскольку вероятности одноступенчатого процесса передачи нуклона и более сложных многоступенчатых механизмов, включая компаунд-механизм, вообще говоря, имеют различающиеся зависимости как от типа легчайшей частицы – участника реакции, так и от относительной энергии и углов вылета продуктов реакции, важно сопоставить результаты анализа реакций, используемых для извлечения АНК, в широком энергетическом диапазоне, чтобы установить доминирование простого срыва/подхвата и, соответственно, корректность применения ММИВ. Для этого необходимо выполнить последовательный анализ всей имеющейся в настоящее время и пригодной для анализа совокупности экспериментальных данных по реакциям передачи нуклона между ядрами в достаточно большом диапазоне энергий.

Выводы по главе I

Приведен краткий обзор основных теоретических методов анализа прямых ядерных реакций с передачей частицы. Приведены основные положения МИВ и модифицированного МИВ (ММИВ), использованного в данной работе для анализа периферийных ядерных реакций передачи. Указано, что в последнем случае возможно получение практически модельно-независимой спектроскопической информации, что важно для её ядерно-астрофизического применения при расчетах скоростей ядерных реакций, протекающих в недрах Солнца и массивных звезд.

ГЛАВА II. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ ПЕРЕДАЧИ И ВЫХОДОВ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА, ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

§2.1. Методика измерения дифференциальных сечений реакций передачи

§2.1.1. Экспериментальная установка

Исследования реакций передачи нуклона при энергиях дейтронов 14.5 МэВ нами выполнялись на пучке циклотрона У-150М ИЯФ РКаз (г. Алматы). Используемая для измерений экспериментальная установка была ранее разработана в ИЯФ АН РУз и смонтирована на ионопроводе ускорителя в рамках коллаборации с сотрудниками ИЯФ РКаз [19; с.61-64]. В целом методика измерений включает в себя камеру реакций диаметром 80 см с коллимирующей системой ввода пучка, мишенными и детектирующими системами, электронику в стандарте NIM, оригинальные спектрометры для набора двумерных спектров [20; с.168-170] и специально разработанное программное обеспечение набора и обработки информации [21].

Компоновка камеры реакций. Камера оснащена тремя дистанционно управляемыми системами перемещения телескопов, мишенным устройством для автоматической смены твердотельных мишеней и другой необходимой для выполнения экспериментов инфраструктурой. Для выполнения измерений в камере реакций (см. рисунки 2.1 и 2.2) были задействованы 3 телескопа полупроводниковых детекторов («дальний», в дополнительном объеме камеры реакций перед цилиндром Фарадея и два «ближних», в основном объеме камеры), а также мониторный детектор для контроля за состоянием мишени. В телескопы вмонтированы пары полупроводниковых кремниевых ΔE и E детекторов, обеспечивающих полную потерю энергии в них регистрируемых частиц. E – детекторы толщиной чувствительной области 1.5 – 2 мм были изготовлены в ФТИ АН РУз (НПО «Физика-

Солнце») методом дрейфа лития. Эффективная толщина детекторов измерялась в соответствии с методикой, описанной в работе [22; с.502-505].

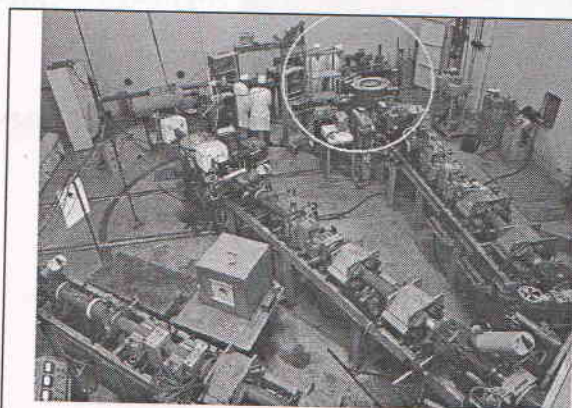


Рис. 2.1. Общий вид экспериментального зала ускорителя У-150М. В правом верхнем углу – камера реакций

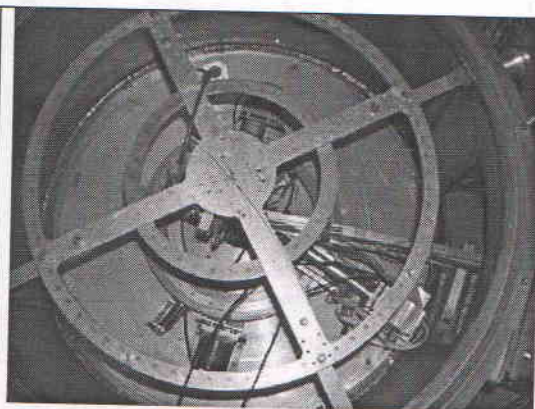


Рис. 2.2. Внутренний вид камеры реакций с системой перемещения телескопов детекторов

§2.1.2 Система регистрации и идентификации

Структура спектрометрии. Спектрометрические сигналы от телескопа, предназначенного для измерений в области малых углов вылета и имеющего диапазон измеряемых углов вылета 5° - 22° , а также от двух телескопов, имеющих диапазон измеряемых углов вылета 15° - 65° , после предусилителей по кабельному каналу передавались в измерительную комнату, где в стандарте NIM была реализована блок-схема усиления и стробирования совпадающих сигналов для последующей передачи информации в двумерные анализаторы импульсов, сопряженные с USB-портами персональных компьютеров (см. рис. 2.3). Передаваемая в компьютеры оцифрованная информация обрабатывалась программой WIN_EDE, разработанной в ИЯФ АН РУз и формирующей двумерные ΔE - E – спектры. Одновременно в компьютеры вводилась информация об интеграле тока пучка, прошедшего через мишень и отсчет мониторного детектора. Программа позволяет осуществлять формирование энергетических спектров (E-проекций

двумерного спектра) для каждого сорта регистрируемых частиц после процедуры очерчивания соответствующих локусов и формирует соответствующий файл для программы EDE_TOOLS анализа энергетических спектров и получения экспериментальных дифференциальных сечений.

На рисунке 2.3 приведена блок-схема измерений спектров заряженных продуктов ядерных реакций на пучке циклотрона.

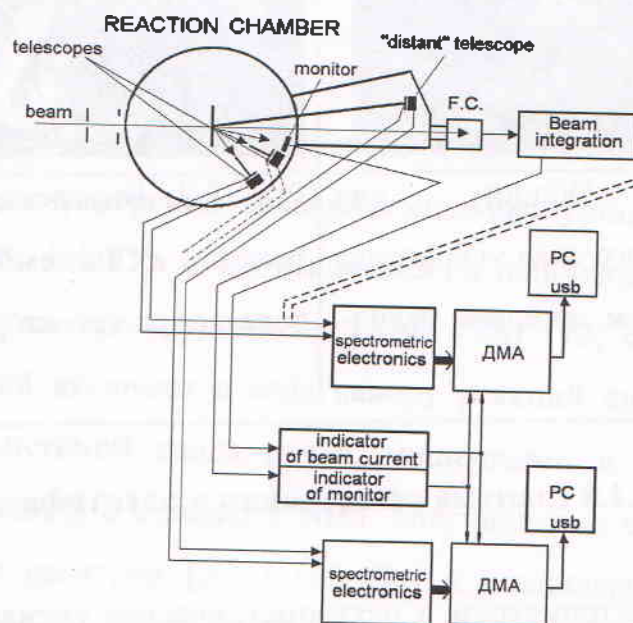


Рис. 2.3. Блок-схема измерений на пучке циклотрона

Типичное энергетическое разрешение в спектрах Е-проекций (в энергетических спектрах) составляло 1–1.5%. Разделение по массам в двумерных ΔE -E – спектрах (см. рис. 2.4) позволяло уверенно разделять группы однозарядных продуктов реакций (p, d, t).

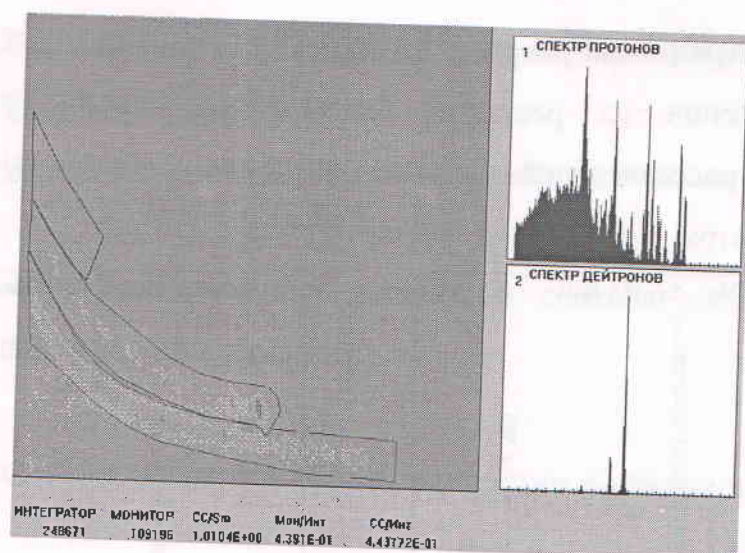


Рис. 2.4. Двумерный ΔE - E - спектр и спектры проекций на ось E однозарядных продуктов реакции $^{24}\text{Mg}+d$ при $E_d=14.5$ МэВ, измеренный под углом 30° (экран программы Win_EDE)

§2.2. Экспериментальные данные по упругому рассеянию и реакциям (d,p), (d,t) на изотопах магния

В качестве магниевых мишеней были использованы металлические фольги из ^{24}Mg с обогащением 99% и из ^{25}Mg с обогащением 97%, изготовленные в лаборатории Oak Ridge (США) с толщинами 0.82 и 0.78 мг/см². Систематическая погрешность в измеренных сечениях связана с неопределенностью толщины мишени (~6%), телесного угла спектрометра (1%) и не превышает в целом 8%. Статистическая ошибка составила 1-5% и только в минимумах сечений при больших углах достигала 8-14%.

Для обработки энергетических спектров и получения экспериментальных дифференциальных сечений в лабораторной системе координат была использована программа EDE_TOOLS, позволяющая производить необходимые действия со спектрами (осуществлять наложение спектров, выполнять энергетическую калибровку, производить поиск нужного пика по задаваемой энергии возбуждения, вычислять площади под пиками, вычислять по площади дифференциальные сечения и т.п.).

Для иллюстрации на рисунке 2.5 приведены фрагменты энергетических спектров протонов из реакции $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$, тритонов из реакции $^{25}\text{Mg}(d,t)^{24}\text{Mg}$ и рассеяния дейтронов на обогащенных мишенях $^{24,25}\text{Mg}$.

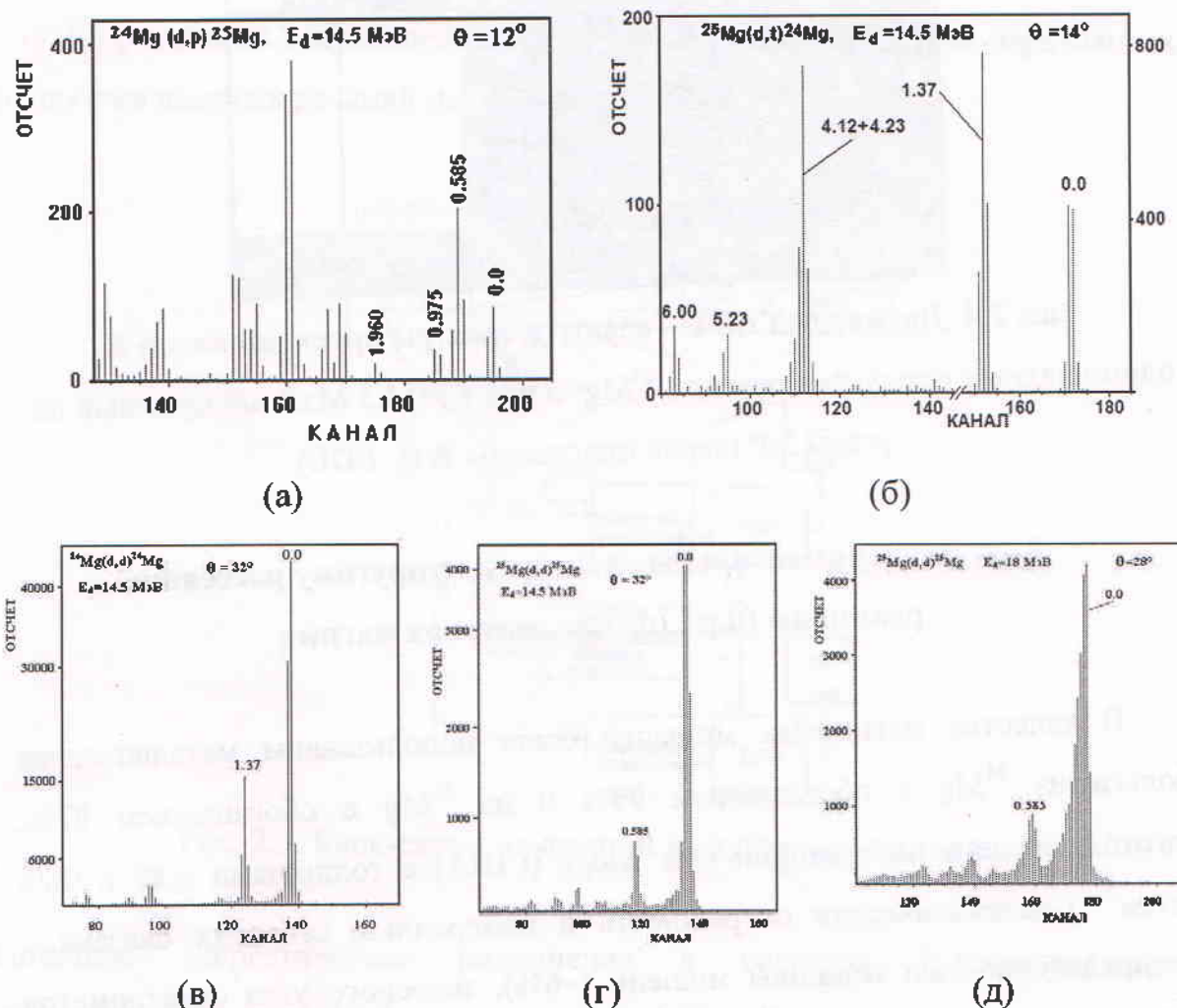


Рис. 2.5. Фрагмент энергетического спектра протонов из реакции $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$ (а), тритонов из реакции $^{25}\text{Mg}(d,t)^{24}\text{Mg}$ (б) и рассеяния дейтронов на обогащенных мишенях $^{24,25}\text{Mg}$ (в, г, д).

В результате обработки измеренных спектров получены угловые распределения упругого рассеяния дейтронов на ядрах $^{24,25}\text{Mg}$ и экспериментальных дифференциальных сечений реакций $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$ для заселения конечных состояний $E^* = 0.0 \text{ МэВ}$ ($5/2^+$), 0.585 МэВ ($1/2^+$), 0.97 МэВ ($3/2^+$) ядра ^{25}Mg и реакции $^{25}\text{Mg}(d,t)^{24}\text{Mg}$ для заселения конечных

состояний $E^*=0.0$ МэВ (0^+), 1.37 МэВ (2^+) ядра ^{24}Mg в диапазоне углов 8° – 44° (с.ц.м.) при энергии $E_d=14.5$ МэВ.

Экспериментальные значения дифференциальных сечений реакций $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$ и $^{25}\text{Mg}(d,t)^{24}\text{Mg}$ приведены в главе III, которая посвящена определению спектроскопических данных из анализа экспериментальных дифференциальных сечений реакции.

§2.3. Методика измерения выходов реакции радиационного захвата

§2.3.1. Особенности предложенного варианта активационной методики

Актуальной экспериментальной задачей в настоящее время является получение прецизионных данных о сечениях (S -факторах) и скоростях реакций синтеза в циклах звездного горения водорода. Обычно такие данные получают путем экстраполяции S -факторов, измеренных при малых, но достижимых для измерений в лабораторных условиях энергиях, в область звездных энергий. При этом существенно возрастают требования к минимизации погрешностей в экспериментальных данных. Для реакций с заряженными частицами основная экспериментальная трудность связана с экспоненциальным падением поперечного сечения при уменьшении энергии, что приводит к стремительному увеличению экспериментальных погрешностей. Поэтому статистическая обеспеченность измерений является серьезной проблемой при получении новых требуемых данных. Более того, при анализе имеющихся экспериментальных данных часто обнаруживаются неконтролируемые систематические ошибки.

Эксперименты по исследованию ядерно-астрофизических реакций радиационного захвата частиц $A(a,\gamma)B$ фактически сводятся к измерению количества конечных ядер B , образованных в реакции. Оно может быть измерено детектированием "мгновенных" γ -квантов, возникающих в

процессе данной реакции, либо детектированием продуктов распада ядра В, если оно радиоактивно, т. е. активационным методом.

Обычно используются следующие методы для экспериментальных исследований астрофизически значимых процессов при очень низких энергиях [23; с.550. 24; с.515-517. 25; с.91-130. 26; с.1-11. 27; с.190-210. 28; с.259-262]:

- детектирование продуктов, образованных непосредственно в реакции (обычно измерение "мгновенных" γ -квантов – см., например, [29; с.035802-11]);
- of-line выделение ядер - конечных продуктов реакции масс-сепарацией (сепараторы ядер отдачи и другие методы – см., например, [27; с.190-210])
- метод активации (часто сопровождаемый химическим извлечением радиоактивных продуктов реакции – см., например, [28; с.259-262]).

У каждого из этих методов есть свои преимущества и недостатки. Метод активации целесообразен при измерении очень малых поперечных сечений. При этом можно детектировать β -частицы, γ -кванты или $\gamma\gamma$ -совпадения в счетном режиме с большой эффективностью регистрации вместо применения прецизионной спектрометрии гамма-излучения с относительно эффективностью. Метод автоматически обеспечивает определение полного поперечного сечения или выхода изучаемой реакции, и не зависит от деталей схемы распада конечного ядра. Но практически применимость такой техники ограничена реакциями с образованием радиоактивных ядер с периодами полураспада, большими $\sim$ десятка секунд. Другой недостаток используемых активационных методов - потеря времени на перемещение облученной мишени в положение измерения, а также проблема идентификации ядра-продукта реакции при регистрации β -частиц или аннигиляционных квантов и учета конкурирующих реакций, приводящих к образованию того же конечного ядра.

Одной из задач данной работы явилась разработка модифицированной «активационной» методики измерения сечений и выходов реакций при малых астрофизически важных энергиях для получения более прецизионных, нежели существующие, экспериментальных данных. Ниже описана предложенная методика и созданная на пучке электростатического ускорителя ЭГ-2 «СОКОЛ» (Научно-исследовательский институт физики полупроводников и микроэлектроники (НИИФПМ) при НУУЗ) экспериментальная установка МАИС для измерения выходов (сечений) реакций радиационного захвата с образованием короткоживущих β^+ -активных ядер по регистрации продуктов распада образующихся ядер [30; с.1265-1292. 31; с.3-183. 32; с.195-245]. Предложенная методика удобна для измерения выходов реакций при низких энергиях с образованием радиоактивных конечных ядер с периодами полураспада $\sim 10 \text{ сек} \leq T_{1/2} \leq \sim 1 \text{ сут}$.

В предложенном нами варианте активационной методики [33; с.17-23] в автоматическом режиме многократно (циклично) производится облучение мишени и регистрация аннигиляционных квантов с некоторыми задаваемыми периодами облучения и периодами измерения, что схематически показано на рис. 2.6 и будет детально описано ниже.

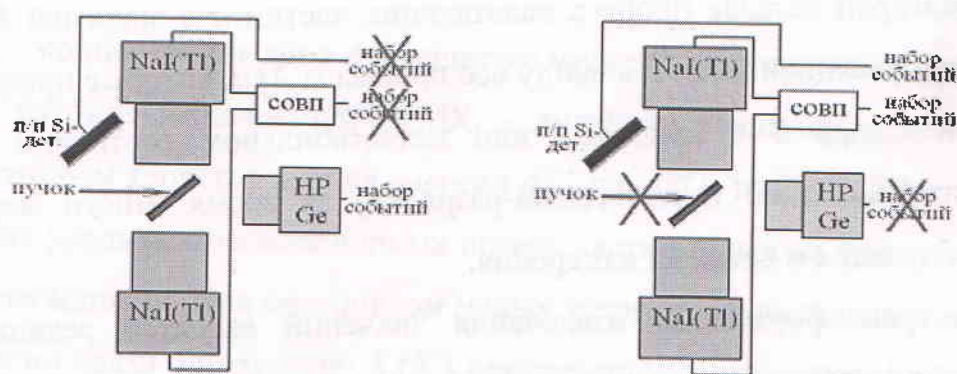


Рис. 2.6. Демонстрация процедуры накопления информации. Слева – накопление спектра «мгновенных» γ -квантов, справа – накопление событий распада образовавшихся радиоактивных ядер.

При этом связь между активностью и выходом реакции, как будет показано далее, становится весьма сложной, поскольку необходимо учитывать целый ряд экспериментальных факторов, в т. числе непостоянство тока пучка ускорителя во время облучения, остаточные активности после каждого цикла облучения/накопления и при переходе к измерению при другой энергии ускорителя, разбиение циклов на подциклы, фоновые условия, учет времен остывания и переключения пучка и ряд других экспериментальных особенностей. Это потребовало написания специального алгоритма обработки экспериментальных данных и написания соответствующей программы обработки.

§2.3.2. Алгоритм измерения и извлечения выходов для толстой мишени, программное обеспечение МАИС

Под выходом $Y(E)$ исследуемой бинарной реакции $A(a,y)B$ будем понимать число образующихся конечных ядер B при взаимодействии налетающих частиц a при энергии $E_a=E$ с ядрами A в бесконечно толстой мишени, состоящей только из ядер A , отнесенное к числу налетающих частиц a в единицу времени. Под бесконечно толстой мишенью понимается мишень, толщина которой больше пробега налетающих частиц a с энергией E . Под исследуемой реакцией имеются ввиду все процессы $A+a$, которые приводят к образованию ядра B в основном или метастабильном состоянии (либо непосредственно, либо путем гамма-разрядки) за время, много меньшее времени облучения и времени измерения.

Рассмотрим формализм извлечения значений выходов реакции из получаемой в методике экспериментальной информации.

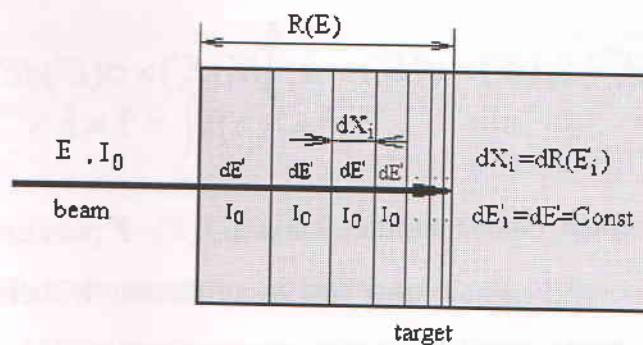


Рис. 2.7. Пояснение к соотношению « $dE \leftrightarrow dX$ » при использовании толстой мишени

Условно разобьем толщину мишени на элементарные слои dX_i так, чтобы в каждом слое налетевшая частица теряла одну и ту же энергию dE' . Часть выхода dY реакции от элементарного слоя i в мишени на произвольной глубине, в котором пучок, имеющий текущую энергию $E' < E$ (см. Рис. 2.7), зависит от энергии налетающих частиц в этом слое (которая меняется по глубине из-за ионизационных потерь) и от количества ядер $dN_A (=n_A \times dR(E'))$ в каждом слое (при постоянном значении dE' толщины слоев dX_i уменьшаются с уменьшением «текущей» энергии E'):

$$dY(E') = n_A \times dR(E') \times \sigma(E') \quad (2.1)$$

Здесь n_A – концентрация ядер A в веществе мишени, постоянная во времени и по всей глубине мишени; $dR(E') = dX_i$ – линейная толщина элементарного слоя, в котором теряется порция энергии dE' , т.е. $dR(E') = dE' / S_x(E')$, где $S_x(E')$ – функция удельных ионизационных потерь частиц пучка на единице длины в веществе мишени. При не слишком малых энергиях (существенно больших, чем энергии связи электронов) $S_x(E')$ определяется эмпирической формулой Бете-Блоха. При более низких энергиях, которые также важны в данном случае, должны использоваться более корректные формулы.

Пусть $\sigma(E')$ – полное сечение реакции. Тогда выход реакции будет определяться интегралом:

$$Y(E) = n_A \int_0^E dE' / S_x(E') \times \sigma(E') = n_A \int_0^E W_1(E') \times \sigma(E') dE' \quad (2.2)$$

Найдем выражение, связывающее выход $Y(E)=Y$ реакции радиационного захвата $A(a,\gamma)B$ при энергии E налетающих частиц и активность мишени. Будем считать, что вещество мишени в процессе всего облучения содержит только атомы с ядрами A , а ядро B нестабильно. Обозначим число образовавшихся радиоактивных ядер B к моменту времени t' после начала облучения через $N_B(t')$. Если пренебречь уменьшением числа исходных ядер A в мишени из-за выгорания в реакции, то изменение числа ядер B за малый элемент времени dt' в толстой мишени в результате их наработки под действием потока частиц a с интенсивностью $I(t')$ и одновременного распада есть:

$$dN_B(t') = [Y(E) I_a(t') - \lambda N_B(t')] dt',$$

где λ — постоянная распада ядра B . Решая это дифференциальное уравнение, находим известное выражение для количества конечных радиоактивных ядер в мишени на момент облучения t (см, например, [34]):

$$N_B(t) = e^{-\lambda t} Y \int_0^t I(t') \cdot e^{\lambda t'} dt' \quad (2.3)$$

При облучении пучком с постоянной интенсивностью I_0 в течение времени t выражение (2.3) имеет вид:

$$N_B(t) = Y \cdot (I_0 / \lambda) \cdot [1 - e^{-\lambda t}], \quad (2.4)$$

Активность мишени в общем случае в момент времени t определяется выражением:

$$a_B(t) = e^{-\lambda t} \times \lambda \times Y \times \int_0^t I(t') \cdot e^{\lambda t'} dt' \quad (2.5)$$

Таким образом, измеряя активность при окончании облучения и зависимость $I(t')$, можно найти выход реакции при энергии E .

Процедура проведения эксперимента.

Ниже рассмотрим процедуру измерений в предложенном варианте активационного метода. Предположим, что конечное ядро B является β^+ -радиоактивным и, как оговорено выше, имеет период полураспада в пределах от ~ десятка секунд – нескольких дней.

Процесс проведения эксперимента реализуется специально созданным программным обеспечением. Пакет программ, написанный на языке VISUAL FORTRAN и имеющий общее название MAIS (Multidetector Analyzing Investigation System) в соответствии с названием экспериментальной установки предназначен для управления набором информации и ее предварительной обработки вплоть до извлечения конкретной физической информации – сечений или выходов реакции.

Режимом набора (и промежуточного накопления) данных управляет блок "COUNTER" программы MAIS на базе микроконтроллера C8051F341-GQR, смонтированного в специальном модуле вместе со счетчиками буферной памяти. Передача накапливаемых данных в основной компьютер осуществляется автоматически с выбранными тактами накопления информации. Алгоритм программы предполагает, что в экспериментах используются 4 источника экспериментальной информации:

- пара сцинтилляционных спектрометров, от которых может осуществляться набор в спектрометрическом и в счетном режиме, как по отдельности, так и в совпадениях;
- HPGe спектрометр гамма-излучения;
- спектрометр заряженных частиц на базе Si-детектора

- система интегрирования тока пучка ускорителя, падающего на мишень, представляющая собой устройство (интегратор тока), генерирующее частоту стандартных сигналов, пропорциональную току пучка.

На рисунке 2.8 показан вид панели программы COUNTERS, отображаемой на дисплее ПК. Длительности циклов и подциклов облучения мишени и измерения продуктов распада (см. далее) задаются в окнах панели. В соответствии с ними программа управляет заслонкой – прерывателем пучка.

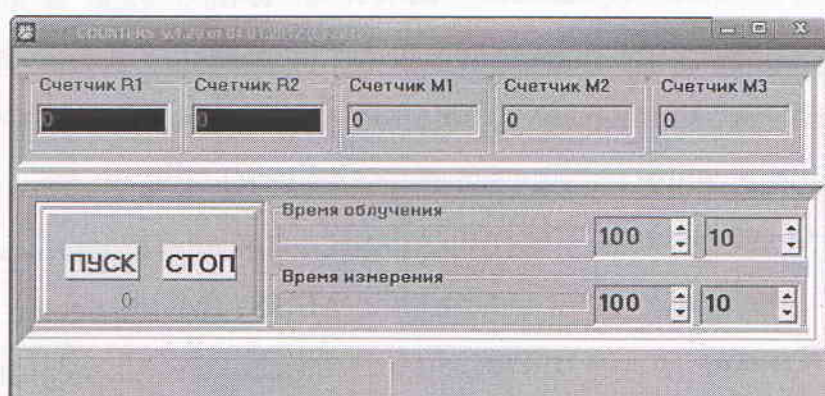


Рис. 2.8. Вид панели программы Counters на экране ПК.

Набор информации начинается нажатием экспериментатором виртуальной кнопки "ПУСК". При этом программно управляемый прерыватель пучка открывается, и происходит облучение мишени с одновременной записью тока пучка дискретными по времени порциями в течение предварительно заданного промежутка времени t_{irr} . Одновременно в ПК накапливается энергетический спектр "мгновенных" γ -квантов от HPGe-детектора. В конце периода t_{irr} прерыватель пучка автоматически закрывается, и двухплечевой сцинтилляционный спектрометр начинает регистрировать $\gamma\gamma$ -совпадения аннигиляционных квантов в течение заданного периода времени t_{mes} , который также разделен на интервалы δt_{mes} . Сигналы от интегратора тока пучка и схемы $\gamma\gamma$ -совпадений (СС) поступают соответствующие программно управляемые быстрые счетчики. В процессе

эксперимента контролируются положения фотопиков от аннигиляционных γ -квантов в обоих каналах сцинтилляционного спектрометра.

Процедура облучения мишени и детектирования событий распада автоматически повторяется до достижения необходимой статистики. Затем, по команде "СТОП" программа эксперимента завершается, и в памяти ПК сохраняется выходной файл "*.bin" вместе с двумя файлами, содержащими энергетические спектры γ -квантов.

Программа сохранения и предварительной обработки данных, имеющая название, написана на языке VISUAL FORTRAN и предназначена для сохранения данных, получаемых в эксперименте под управлением программы COUNTERS, для анализа качества полученной информации и обработки энергетических и временных спектров для извлечения экспериментальных значений сечений, S-факторов и выходов исследуемой реакции.

В ходе эксперимента программой МАИС путем периодического считывания из буферной памяти программы Counters формируется файл с расширением «.bin», содержащий следующую информацию:

- - имя папки, где находится файл и имя файла (с расширением «.bin»);
- - общее количество циклов облучения и измерения;
- - время облучения в цикле t_{irr} и интервал разбиения этого времени δt_i ;
- - время измерения в цикле t_{mes} и интервал разбиения этого времени δt_m ;

Также в результате будут сформированы массивы данных. В режиме $\gamma\gamma$ -совпадений это - двумерные массивы отсчетов числа совпадений $N_y(i,j)$ от сцинтилляционных детекторов и числа зарегистрированных β -частиц $N_e(i,j)$, а также массив соответствующих отсчетов интегратора тока пучка $N_I(i,k)$.

Эта информация выводится на экран на двух панелях просмотра данных экспериментального файла при вводе файла через основное меню программы.

В программе MAIS реализовано 4 алгоритма обработки экспериментальных данных в зависимости от условий эксперимента и от типа обрабатываемых спектров (толстая или тонкая мишень; спектр отсчетов аннигиляционных квантов или спектр отсчетов бета-частиц). Перед выполнением эксперимента с помощью сервиса, предоставляемого программой, задаются все необходимые исходные сведения для набора и обработки экспериментальных данных.

Описание процедуры обработки данных программой МАИС. После выбора файла с экспериментальными данными (или завершения набора данных) программой MAIS производится обработка данных для извлечения значения сечения реакции (S-фактора) или выхода реакции (опция **WORK** программы).

Выполняется поправка на измеренные заранее фоновые скорости счета совпадений и интегратора тока пучка, отбраковываются выбросы («грубые ошибки») в набранных массивах, производится усреднение отсчетов для каждого подцикла с поправками на накопление активности

Далее по алгоритму программы **WIN_COUNT**, созданной и используемой нами для активационного анализа [35; с.205-208], реализуется в автоматическом режиме следующее:

- построение в окне монитора кривой логарифма скорости счета числа совпадений аннигиляционных квантов как функцию времени;
- производится разложение компонент кривой по периодам полураспада, устанавливаются периоды полураспада и выделяется основная компонента, соответствующая распаду интересующего конечного ядра;
- по установленным компонентам распада образовавшихся основного и фоновых (примесных) конечных ядер выполняется аналитическая подгонка массива скоростей счета и нахождение начальной активности интересующего конечного β^+ -активного радионуклида.

Далее по найденной активности вычисляется выход Y реакции на 1 налетающую частицу и выход реакции на 1 мкКулон налетающих частиц.

Рассмотрим более детально алгоритм анализа накопленного массива $\gamma\gamma$ -совпадений. Как было отмечено выше, для построения кривой распада, скорость счета измеряется в каждом цикле в пределах временных интервалов t_{mes} с шагом δt_m в пределах каждого интервала. Количество событий $N_{\gamma\gamma}(1, j)$ (в нашем случае совпадений аннигиляционных квантов), зарегистрированных в течение времени δt_m для первого цикла эксперимента ($i=1$) выражается формулой:

$$N_{\gamma\gamma}(1, j) = \xi \cdot \varepsilon \cdot a_B \cdot \int_{(j-1) \cdot t_m}^{j \cdot t_m} e^{-\lambda t} dt = \xi \cdot \varepsilon \cdot N_B \cdot [e^{-\lambda(j-1) \cdot t_m} - e^{-\lambda j \cdot t_m}]. \quad (2.6)$$

Здесь $a_B = a_B(t_{irr}) = \lambda \times N_B$ – активность ядер B к моменту времени t_{irr} в соответствии с (2.5); j – индекс разбиения интервала t_{mes} на шаги δt_m ; ξ – доля β^+ -моды в распаде ядра B и ε – эффективность регистрации аннигиляционных совпадений двухплечевым сцинтилляционным спектрометром.

Поскольку циклы эксперимента (облучение мишени и измерение активности) повторяются, последующие значения $N_{\gamma\gamma}(i > 1, j)$ содержат дополнительные активности от предыдущих циклов этого эксперимента. Кроме того, в случае выполнения серии экспериментов с конкретной мишенью, все значения $N_{\gamma\gamma}(i, j)$ могут содержать остаточную активность от предыдущих экспериментов, выполненных при других энергиях пучка (при выполнении серии экспериментов). Эти остаточные активности и вклад фона оцениваются и исключаются из значений отсчетов $N_{\gamma\gamma}(i, j)$. Затем данные, просуммированные по всем циклам (по индексу i), преобразуются в массив скоростей счета $V_{\gamma\gamma}(j)$, который графически анализируется на возможное содержание примесных β^+ -активных ядер в мишени (если это не известно).

И окончательно, эффективные начальные активности a_{B_i} относительно всех обнаруженных в мишени β^+ -активных нуклидов B_i находятся из подгонки суммарной кривой распада к массиву экспериментальных значений скоростей $V_{\gamma\gamma}(j)$. Можно показать (путем громоздких, но рутинных

вычислений), что активность a_B ядер B связана с выходом Y_B соответствующей реакции следующим соотношением:

$$a_B = C \cdot Y_B \cdot (1/\alpha_{irr}) \cdot (1 - e^{-\lambda \cdot \alpha_{irr}}) \cdot e^{-\lambda \cdot t_{irr}} \cdot \sum_{i=1}^{t_{max}} \sum_{m=1}^i \left[e^{-\lambda \cdot \Delta t \cdot (j-m)} \cdot \sum_{k=1}^{k_{max}} \{ N_{m,k}^I \cdot e^{k \cdot \lambda \cdot \alpha_{irr}} \} \right] \quad (2.7)$$

где зависимость тока пучка от времени также принята во внимание. Здесь $N_{m,k}^I$ есть " k -ый" отсчет интегратора пучка в " m -ом" цикле эксперимента; C – постоянная, учитывающая калибровку интегратора (импульс/кулон) и согласующая единицы измерения входящих в формулу величин. Соотношение между активностью a_B и полным поперечным сечением $\sigma_{tot}(E)$ может быть получено из (2.7) заменой величины Y_B произведением $(\sigma_{tot} \times n_A)$.

Таким образом, процедура определения выхода или полного поперечного сечения реакции при фиксированной энергии E основана на извлечении эффективной активности a_B относительно интересующего конечного ядра B из экспериментальных данных.

В вышеприведенных формулах предполагается, что при облучении мишени образуется только ядро B , которое имеет только одну моду β^+ - распада (например, из основного или метастабильного состояния) и, следовательно, один период полураспада. В случаях, когда это не выполняется (например, из-за примесей в мишени образуются несколько разных β^+ -ядер), для проверки чистоты мишени программа MAIS позволяет реализовать графическое разложение по компонентам массива данных $V_{\gamma}(j)$ (представляемого в окне программы как зависимость логарифмов скоростей счета от времени), оценить соответствующие времена жизни и начальные активности, и автоматически идентифицировать образовавшиеся нуклиды, основываясь на встроенную библиотеку. Поэтому для корректного выполнения программой разложения по компонентам с разными периодами полураспада на первом этапе измерений целесообразно время измерения t_{mes} задавать большим, чем период полураспада наиболее долгоживущего β^+ -

радиоактивного ядра, которое предположительно может образоваться при облучении. Соответственно, интервалы δt_{mes} должны быть короче, чем период полураспада наиболее короткоживущего ядра. Энергии налетающих частиц на первом этапе следует подбирать так, чтобы сечения образования конечных ядер были достаточно большими.

На последующих этапах эксперимента по определению зависимости выхода исследуемой реакции от энергии времени облучения и измерения задаются в зависимости от ожидаемой величины выхода реакции и уровня фона, который измеряется до основного эксперимента. При этом обработка полученных данных при каждой энергии производится программой MAIS с учетом того, что начальная активность есть сумма активностей, определяемых формулой (2.7) для каждого из образующихся β^+ -радиоактивных ядер, которые идентифицировались вышеописанным методом графического разложения кривой распада. Активность интересующего ядра B из подгонки методом наименьших квадратов массива данных $V_{\gamma}(j)$ как суммы активностей компонент со своими периодами полураспада, как это предложено нами в [35; с.205-208]

Как отмечено выше, после разделения компонент мишени по периодам полураспада в ходе экспериментов с малыми энергиями, где сечения очень малы, и сильно возрастает роль фона, время измерения t_{mes} и другие параметры эксперимента должны быть оптимизированы. Кратко проанализируем их.

Отношение G скоростей счета полезных и фоновых событий является одной из наиболее важных характеристик экспериментальных методов в ядерной астрофизике низких энергий. Используемый нами метод совпадения аннигиляционных квантов является наиболее предпочтительным с этой точки зрения, хотя эффективность детектирования относительно низка. Кроме того, для повышения качества получаемых данных решающим является выбор интервалов облучения и измерения. Предположим, что в исследуемой реакции образуется только один тип β^+ -активных ядер с

постоянной распада λ и проследим соотношение накопленных "полезных" событий их распада и фоновых событий в каждый момент измерения после завершения облучения. Условно такая ситуация показана на рис. 2.12, где количество накопленных событий (в произвольных единицах) отложено на оси ординат, и время, измеренное в единицах $T_{1/2}$ отложено по оси абсцисс. Начальная интенсивность "полезных" событий и постоянный уровень фона выбраны произвольными. Количество зарегистрированных "полезных" событий растет как функция $[1 - \exp(-\lambda t)]$, и быстро приходит к насыщению (кривая 1), тогда как количество фоновых событий растет линейно пропорционально времени измерения (кривая 2).

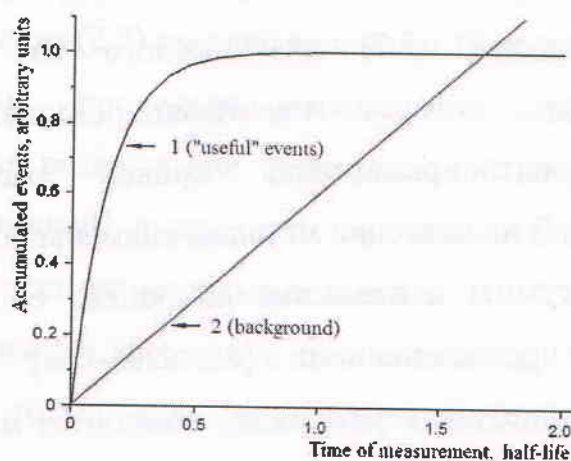


Рис. 2.9. Графическое изображение отношение числа полезных событий к фоновым событиям в цикле измерения активности

Из рис. 2.9 легко видеть, что чем меньше время измерения, тем меньше относительный вклад фоновых событий в накопленные данные. Как показало численное моделирование, этот эффект несколько затушевывается, когда используется циклический режим облучения/измерения из-за вклада остаточных активностей предыдущих циклов. Тем не менее, если поперечное сечение становится очень малым, целесообразно использовать режим с $t_{irr} \gg t_{mes}$. Так, при $t_{irr} \approx T_{1/2}$ и $t_{mes} \approx 0.1 \times T_{1/2}$ отношение G возрастает $\sim$ в 2 раза, но продолжительность эксперимента увеличивается в 5 раз для достижения той же статистической обеспеченности.

Отношение G также зависит от ширины окна одноканального анализатора. Поскольку полные скорости счета от каждого сцинтилляционного детектора невелики, роль случайных совпадений (которые определяются разрешающим временем схемы совпадений), незначительна. Основной вклад в фоновую скорость счета дают одиночные фоновые γ - кванты, проходящие через оба сцинтиллятора и производящие в них сигналы с амплитудами, пропускаемыми логикой совпадений. Ясно, что вероятность такого события уменьшается с уменьшением энергетической ширины окна для сигналов, пропускаемых на схему совпадений. Следовательно, очень важно хорошее энергетическое разрешение детекторов, при достаточно высокой эффективности регистрации.

§2.3.3. Экспериментальная установка для измерения полных сечений и выходов радиационного захвата

Экспериментальная установка, реализующая разработанный модифицированный активационный метод, была создана на электростатическом ускорителе ЭГ-2 «СОКОЛЬ» (совместно с его сотрудниками НИИФПМ) [36; с.410], поскольку ускоритель по своим параметрам (см. рис. 2.10) позволяет проводить исследования ядерно-астрофизических процессов радиационного захвата протона на легких ядрах. Протонный пучок ускорителя перекрывает энергетический диапазон приблизительно от 150 до 1500 кэВ при интенсивности выведенного пучка ионов $^1\text{H}^+$ до 20 микроампер с энергетическим разбросом (FWHM) ~ 2.5 кэВ.

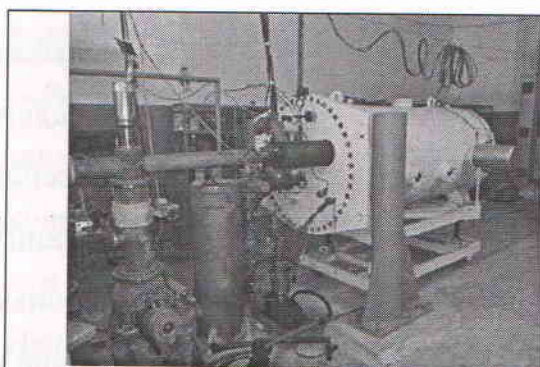


Рис. 2.10. Электростатический ускоритель заряженных частиц ЭГ-2 «СОКОЛ».

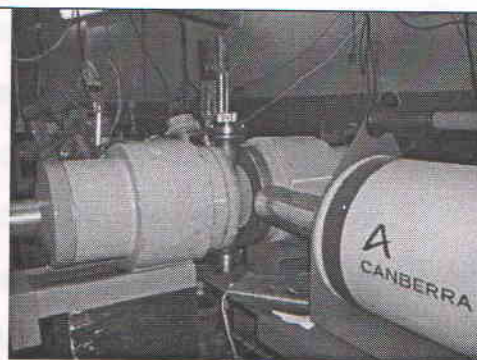
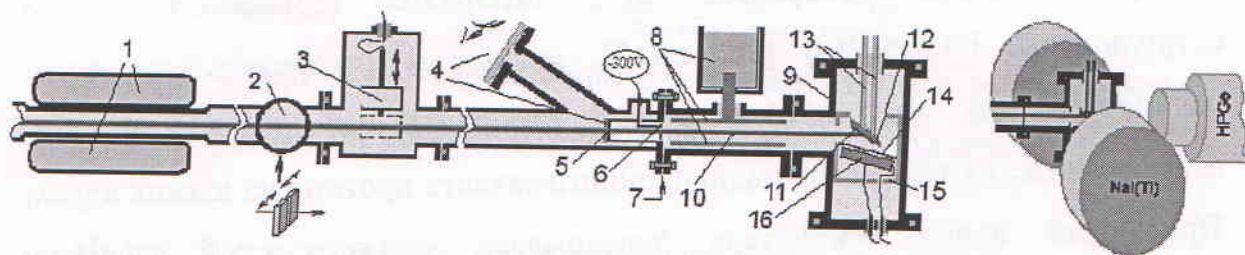


Рис. 2.11. общий вид экспериментальной установки МАИС.

На Рис. 2.12 схематически показаны часть ионопровода после сепарирующего магнита (1), дискриминирующего примесные компоненты в пучке, а также элементы самой установки. Стабильность по энергии обеспечивается системой обратной связи, которая отслеживает равенство значений тока пучка на правой и левой пластинах щелевого коллиматора (2). Стабильность магнитного поля контролируется методом ядерного магнитного резонанса.



1.- сепарирующий магнит, 2- щелевой коллиматор. 3 - прерыватель пучка, 4 – смотровое окно, 5 – формирующая пучок диафрагма, 6 – охранное кольцо, 7 – электроизолирующее соединение, 8 – азотная ловушка, 9 - мишенная камера, 10 – траектория пучка, 11 – мишень, 12 – держатель мишени, 13 – система водяного охлаждения, 14 – экранирующая фольга, 15 – свинцовый конвертер позитронов, 16 – кремниевый детектор. На вставке справа схематически показаны сцинтилляционные NaI(Tl) кристаллы и HPGe- детектор.

Рис. 2.12. Система транспортировки пучка и экспериментальная установка.

Мишенная камера из нержавеющей стали имеет трубчатую Т-образную конфигурацию с 3 фланцами на торцах патрубков с внутренним диаметром 40 мм. Перед мишенной камерой смонтирована азотная ловушка (8) для предотвращения нагорания углерода на поверхности мишени, имеющей водяное охлаждение. Электрически изолированная часть ионопровода и мишенной камеры служат цилиндром Фарадея для интегрирования тока пучка, падающего на мишень.

Система детектирования состоит двух сцинтилляционных NaI(Tl) детекторов размерами 160×100 мм, окруженных свинцовой защитой толщиной 50 мм и HPGe - детектора (см. рис. 2.11 и вставку справа на рис. 2.12), имеющего 40%-ую относительную и предназначенного для детектирования "мгновенных" гамма-квантов. Кремниевый детектор (16) не использовался при выполнении данной работы.

§2.3.4. Калибровка установки по энергии и по эффективности

Калибровка по энергии. Как было упомянуто выше, спектр "мгновенных" γ -квантов, регистрируемый HPGe-детектором, служит для контроля энергии [37; с.263-266] и энергетического разброса пучка ускорителя. Энергетическая калибровка спектров была сделана с помощью стандартных гамма источников, а также источника ^{56}Co , изготовленного нами облучением железной фольги протонами с энергией 20 МэВ на циклотроне У-150-II ИЯФ АН РУз. В ходе экспериментов калибровка по энергии контролировалась по положению фоновых γ -пигов от ^{40}K и ^{208}Tl . На рис. 2.13 (справа) показан фрагмент спектра "мгновенных" γ -квантов от HPGe-детектора, полученный на толстой графитовой мишени при энергии пучка $E_p=440$ кэВ.

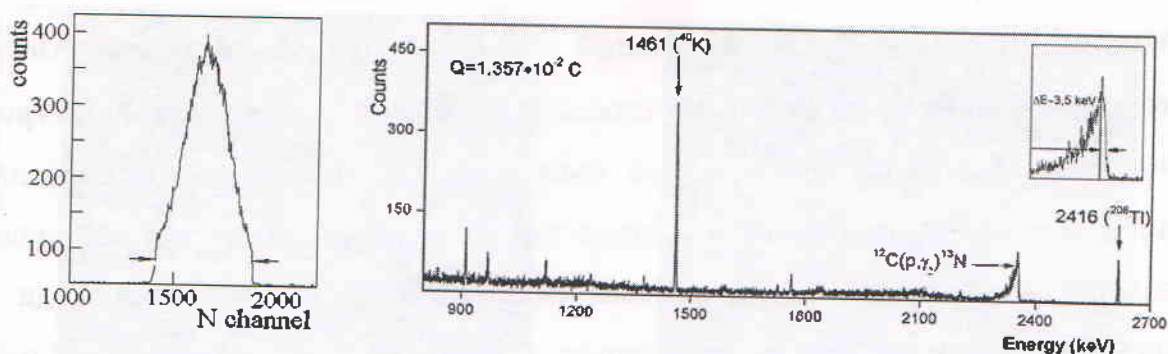


Рис. 2.13. Фотопик аннигиляционных квантов измеренный одним из сцинтилляционных детекторов в пределах окна (указано стрелками), задаваемого одноканальным анализатором (слева) и фрагмент спектра «мгновенных» γ -квантов из реакции $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$, измеренный на HPGe-детекторе (справа).

Склон левой стороны фотопика, соответствующего регистрации «мгновенного» γ -кванта сопровождающего процесс прямого захвата протона главным образом обусловлен энергетической зависимостью поперечного сечения реакции в области энергий $0 \div E_p$ налетающих протонов, тормозной способностью протонов в мишени и энергетическим разрешением HPGe-детектора. Форма крутого правого склона пика главным образом определяется сверткой энергетического распределения пучка и энергетического разрешения HPGe-детектора [37; с.263-266. 38; с.609-616]. Типичное полное энергетическое разрешение в наших экспериментах составляло ~ 3.5 кэВ, а энергетический разброс пучка не превосходит 3 кэВ (см. вставку на рис. 2.13 (справа)). Средняя точка спада высокоэнергетического края определяет энергию E_p налетающих протонов на поверхности мишени, и связана с энергией E_γ γ -кванта, возникающего в реакции $A(p,\gamma)B$ следующим точным соотношением (см. также приближительную формулу в [23; с.550]):

$$E_\gamma = \frac{Q \cdot (1 - Q/2M) + E_p \cdot (m_A / M)}{1 + [E_p - \cos(\theta) \cdot \sqrt{(E_p^2 + 2m_p E_p)}] / M} \quad (2.8)$$

где m_p, m_A – массы налетающей частицы и ядра-мишени, соответственно, $M = m_p + m_A$, $Q = M - m_B$ – энергия реакции (m_B – масса конечного ядра), θ – угол регистрации γ -кванта относительно направления пучка. Все энергии и массы используются в одних и тех же единицах. Таким образом, спектр "мгновенных" γ -квантов служит для контроля величины энергии и ее стабильности в процессе получения и накопления данных. Кроме того, он позволяет устанавливать величину сдвига начальной энергии из-за возможного появления пленки углеродного нагара на мишени.

Определение эффективности регистрации совпадений аннигиляционных γ -квантов на двухплечевом сцинтилляционном спектрометре. Здесь мы приводим ее подробное описание, поскольку эта задача оказалась нетривиальной. Обычно используемые для этих целей образцовые гамма-источники (ОСГИ) ^{22}Na не могут быть использованы непосредственно для этой процедуры, поскольку при β^+ -распаде ядра ^{22}Na образуется каскадный гамма-квант с $E_\gamma = 1275$ кэВ, который при близкой к 4π – геометрии нашего эксперимента приводит к неконтролируемым эффектам наложения (см. схему распада, рис. 2.14). Поэтому для определения эффективности нами был специально изготовлен образец – источник из радиоактивного нуклида ^{64}Cu , у которого β^+ -распад происходит практически полностью в основное состояние стабильного ядра ^{64}Ni (см. схему распада на рис. 2.15).

Рис. 2.14. Схема распада ^{22}Na.	Рис. 2.15. Схема распада радионуклида ^{64}Cu.

Образец меди естественного состава толщиной 125 мкм имел овальную форму, имитирующую профиль пучка на мишени (установленной под 45° к оси пучка). Он активировался в потоке быстрых нейтронов нейтронного генератора НГ-150 ИЯФ АН РУз с энергией ~ 14 МэВ с образованием радионуклида ^{64}Cu ($T_{1/2}=12.701$ часа) по реакции $^{65}\text{Cu}(n,2n)^{64}\text{Cu}$. После распада одновременно образующегося короткоживущего радионуклида ^{62}Cu ($T_{1/2}\sim 10$ мин) из реакции $^{63}\text{Cu}(n,2n)^{62}\text{Cu}$ активность образца тщательно измерялась методом сравнения с ОСГИ ^{22}Na в «хорошей» геометрии (на расстоянии 21 см от поверхности HPGe-детектора), при которой вероятность наложения каскадного кванта не превышала 3%. Затем образец устанавливался в позицию мишени на установке МАИС с точным воспроизведением геометрии эксперимента на протонном пучке, и производилось измерение скорости счета совпадений аннигиляционных γ -квантов, по которой определялась реальная эффективность спектрометра относительно регистрации $\gamma\gamma$ -совпадений.

§2.4. Тестирование установки и экспериментальные данные по выходам реакции $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$

Отладка работоспособности детектирующей части созданной методики МАИС по исследованию ядерно-астрофизических реакций радиационного захвата первоначально нами была выполнена на потоке быстрых (14 МэВ) нейтронов нейтронного генератора ИЯФ НГ-150. Был реализован набор информации от сцинтилляционного спектрометра $\gamma\gamma$ -совпадений с имитацией прерывания пучка для модуля счетчиков, реализуемая программами COUNTER (набор информации) и МАИС (накопление информации).

В качестве мишени использован образец химически чистой меди, в котором при облучении быстрыми нейтронами на изотопах меди ^{63}Cu

(69,2%) и ^{65}Cu (30,8%) по реакции $(n,2n)$ β^+ -активные радионуклиды Cu-62 ($T_{1/2}=9.73$ мин) и Cu-64 ($T_{1/2}=12.7$ час). Поскольку сечения активации $^{63,65}\text{Cu}(n,2n)$ примерно на 2 - 3 порядка выше сечений радиационного захвата протона на легких ядрах, такой метод отладки методики гораздо более эффективен, позволяет существенно сэкономить время работы ускорителя. Было проведено несколько циклов «облучение-измерение». Облучение в каждом цикле продолжалось 30 мин. при потоке быстрых нейтронов $\Phi=2.5 \times 10^9 \text{ н/с}$ в 4л. Зависимость изменения скорости счета $\gamma\gamma$ -совпадений со временем в каждом цикле измерялась сцинтилляционным спектрометром течение 10 часов. По измеренным данным подпрограмма WIN_COUNT [35; с.205-208] (встроенная в программу MAIS автоматически строила в полулогарифмическом масштабе график зависимости спада активности со временем (рис. 2.16).

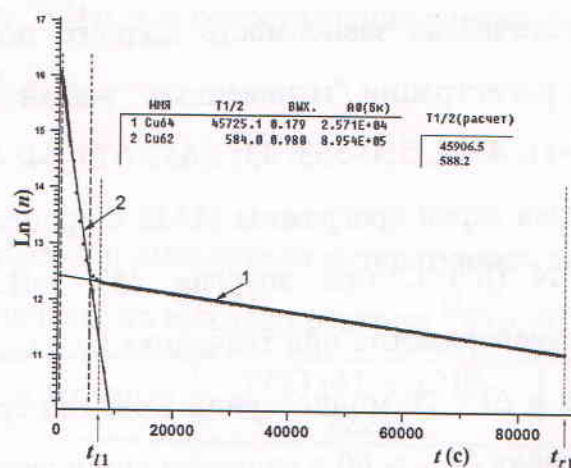


Рис. 2.16. Отображение набранной информации и результата анализа на экране. 1, 2 - аппроксимирующие прямые для спада активностей ^{64}Cu и ^{62}Cu .

Его обработка вышеописанным способом дала значения начальных активностей и периодов полураспада: для долгоживущей компоненты $T_{1/2}=45700$ сек, для короткоживущей $T_{1/2}=588$ сек, что с погрешностью 1% соответствует табличным данным для радионуклидов ^{64}Cu и ^{62}Cu , соответственно. Программа идентифицировала радионуклиды по встроенной

базе данных. Обработка данных «вручную» подтвердила корректность определения начальных активностей по радионуклидам $^{62,64}\text{Cu}$.

В качестве теста для проверки работоспособности предложенного метода была выбрана реакция $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$. Реакция хорошо изучена ранее несколькими экспериментальными методами в широком энергетическом диапазоне вблизи и выше астрофизически важных энергий. Две наиболее ранние работы [39; с.197-204, 40; с.194-196] были выполнены с использованием обычного метода активации с регистрацией β^+ -частиц, возникающих при распаде ядра ^{13}N для определения выходов реакции в энергетических диапазонах 88-128 кэВ и 125-200 кэВ, соответственно. В работе [41; с.1219-1221] выход реакции был измерен в энергетическом диапазоне 0.4-2.5 МэВ путем детектирования аннигиляционных γ -квантов сцинтилляционным детектором с использованием толстой графитовой мишени. Ранее энергетическая зависимость полного поперечного сечения была измерена путем регистрации "мгновенных" γ -квантов, возникающих в реакции [29; с.035802-11, 42; с. 550-553. 43; с.652-675. 44; 45; с.291-308].

На рис. 2.17 показан экран программы MAIS в процессе анализе данных из реакции $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ (β^+) ^{13}C при энергии 457 кэВ. При этом были выполнены три цикла эксперимента при значениях $t_{\text{irr}} = t_{\text{mes}} = 600$ секунд. ($\delta t_{\text{irr}} = 10$ сек, $\delta t_{\text{mes}} = 60$ сек и $\Delta t = 20$ миллисекунд). Красные кружки - логарифмы усредненных по интервалу $\delta t_{\text{mes}} = 60$ с скорости счета, синяя прямая линия - их аппроксимация, построенная программой методом наименьших квадратов между двумя марками (вертикальные красные линии). Статистические погрешности не превосходят размера точек. В правом верхнем углу - вычисленные период полураспада, начальная активность и имя ближайшего изотопа по табулированным (в базе данных программы MAIS) периодам полураспада.

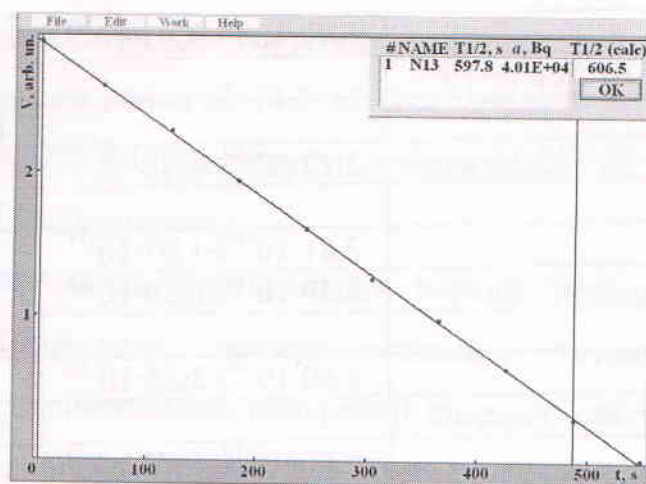


Рис. 2.17. Вид экрана программы MAIS: графический анализ данных из реакции $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}(\beta+)^{13}\text{C}$ при $E_p = 457$ кэВ.

Первоначально нами были выполнены тестовые измерения выхода реакции $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ при нескольких значениях энергии в области первого резонанса в системе $^{12}\text{C}+p$, для сопоставления с имеющимися литературными данными – см. табл. 2.1.

Таблица 2.1

Сопоставление наших и имеющихся литературных экспериментальных данных по выходам реакции $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$.

E_p , кэВ (лаб)	$Y(E)$ [46; с.302-307]	$Y(E)$ [41; с.1219-1221]	$Y(E)$, наши данные [33; с.17-23]
190			$4.00 \cdot 10^{-14} \pm 3.09 \cdot 10^{-14}$
200			$5.62 \cdot 10^{-14} \pm 2.90 \cdot 10^{-14}$
210			$8.06 \cdot 10^{-14} \pm 1.87 \cdot 10^{-14}$
230			$1.85 \cdot 10^{-13} \pm 2.82 \cdot 10^{-14}$
257			$3.71 \cdot 10^{-13} \pm 3.47 \cdot 10^{-14}$
300			$1.30 \cdot 10^{-12} \pm 7.00 \cdot 10^{-14}$
347.8	$8.25 \cdot 10^{-12} \pm 1.58 \cdot 10^{-12}$		
350			$5.38 \cdot 10^{-12} \pm 1.48 \cdot 10^{-13}$
374.8	$9.28 \cdot 10^{-12} \pm 2.10 \cdot 10^{-12}$		
3.98.7	$2.31 \cdot 10^{-11} \pm 3.14 \cdot 10^{-12}$		
400			$2.26 \cdot 10^{-11} \pm 5.75 \cdot 10^{-13}$
407		$2.53 \cdot 10^{-11} \pm 1.77 \cdot 10^{-12}$	
419		$5.05 \cdot 10^{-11} \pm 3.54 \cdot 10^{-12}$	
437		$8.85 \cdot 10^{-11} \pm 6.19 \cdot 10^{-12}$	

440		$1.42 \cdot 10^{-10} \pm 9.95 \cdot 10^{-12}$	
445.25	$1.40 \cdot 10^{-10} \pm 1.19 \cdot 10^{-11}$		
447			
455	$4.43 \cdot 10^{-10} \pm 3.10 \cdot 10^{-11}$	$2.12 \cdot 10^{-10} \pm 1.48 \cdot 10^{-11}$	$1.62 \cdot 10^{-10} \pm 1.62 \cdot 10^{-12}$
457			
458			$2.57 \cdot 10^{-10} \pm 4.62 \cdot 10^{-12}$
461		$2.81 \cdot 10^{-10} \pm 1.97 \cdot 10^{-11}$	
467		$3.69 \cdot 10^{-10} \pm 2.59 \cdot 10^{-11}$	
470			$3.50 \cdot 10^{-10} \pm 1.45 \cdot 10^{-12}$
475		$4.80 \cdot 10^{-10} \pm 3.36 \cdot 10^{-11}$	
481			$4.57 \cdot 10^{-10} \pm 8.70 \cdot 10^{-12}$
485		$5.33 \cdot 10^{-10} \pm 3.73 \cdot 10^{-11}$	
496			$5.32 \cdot 10^{-10} \pm 1.01 \cdot 10^{-11}$
500		$5.80 \cdot 10^{-10} \pm 4.06 \cdot 10^{-11}$	
530.8	$5.14 \cdot 10^{-10} \pm 5.66 \cdot 10^{-11}$		$5.67 \cdot 10^{-10} \pm 1.13 \cdot 10^{-11}$
550		$6.81 \cdot 10^{-10} \pm 4.77 \cdot 10^{-11}$	$6.37 \cdot 10^{-10} \pm 1.07 \cdot 10^{-11}$
561		$7.34 \cdot 10^{-10} \pm 5.14 \cdot 10^{-11}$	
600			$6.77 \cdot 10^{-10} \pm 1.26 \cdot 10^{-11}$
647.8	$6.78 \cdot 10^{-10} \pm 4.74 \cdot 10^{-11}$		
650		$7.19 \cdot 10^{-10} \pm 5.03 \cdot 10^{-11}$	$7.26 \cdot 10^{-10} \pm 1.20 \cdot 10^{-11}$

Видно, что наши данные в области выше первого резонанса ($E_p=457$ кэВ) в пределах погрешностей согласуются с имеющимися литературными данными (см. значения при $E_p=550$ и 650 кэВ, а также общий ход зависимости выхода реакции от энергии, приведенный в разделе 4.4, рис. 4.6).

Созданная методика позволила продолжить измерения в область меньших энергий (см. табл. 2.1), где экспериментальные данные по выходам реакции $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ отсутствуют. В целом нами были выполнены измерения вплоть до минимальной энергии 190 кэВ.

Выводы по главе II

Описана использованная методика измерения дифференциальных сечений реакций с передачей нуклона на пучке циклотрона У-150М РКаз.

Выполнены измерения ДС упругого рассеяния дейтронов на ядрах $^{24,25}\text{Mg}$ при энергии дейтронов $E=14.5$ МэВ и реакций передачи нейтрона $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$ и $^{25}\text{Mg}(d,t)^{24}\text{Mg}$ при энергии дейтронов $E=14.5$ МэВ в передней полусфере углового распределения.

Описана предложенная оригинальная версия метода активации и созданная соответствующая экспериментальная установка, которые предназначены для прецизионных измерений ядерных реакций при низких энергиях, представляющих интерес для ядерной астрофизики. Отмечено несколько главных преимуществ этого метода, а именно эффективное использование пучкового времени, возможность исследования реакций с образованием короткоживущих ядер, оптимизация соотношения полезных и фоновых событий, возможность учета непостоянства тока пучка во времени, возможность идентификации образующихся ядер по периоду полураспада.

Выполнены измерения выходов реакции $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ при энергии $190 \leq E \leq 650$ кэВ, получены новые прецизионные данные по выходу реакции при более низких энергиях, чем ранее полученные данные.

ГЛАВА III. АНАЛИЗ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ ПЕРЕДАЧИ, ИЗВЛЕЧЕНИЕ АНК И СФ

В данной главе представлены результаты анализа в рамках ММИВ реакций передачи нейтрона $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$, $^{25}\text{Mg}(d,t)^{24}\text{Mg}$, передачи протона $^{24}\text{Mg}(d,n)^{25}\text{Al}$, $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},d)^{25}\text{Al}$ и передачи α -частицы $^{12}\text{C}(d,^6\text{Li})^8\text{Be}$ и $^{12}\text{C}(^3\text{He},^7\text{Be})^8\text{Be}$ с привлечением имеющихся в литературе данных, а также измеренных нами ДС реакций $^{25}\text{Mg}(d,t)^{24}\text{Mg}$ и $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$ для уточнения АНК одночастичных связанных конфигураций $^{24}\text{Mg}+n \rightarrow ^{25}\text{Mg}$, $^{24}\text{Mg}+p \rightarrow ^{25}\text{Al}$ и $^3\text{He}+\alpha \rightarrow ^7\text{Be}$. Были выполнены оценки степени периферийности процесса передачи частицы в каждой рассмотренной реакции. В случае не периферийной реакции $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$, была выполнена оценка спектроскопического фактора. Была оценена корректность соотношения между квадратами АНК [47; с.1762-1764. 48; с.035805-7. 49; с.064305-13] в зеркальных конфигурациях $^{25}\text{Mg}/^{25}\text{Al}$.

§3.1. Анализ реакций передачи протона между ядрами магния-алюминия. Определение АНК $^{25}\text{Al} \rightarrow ^{24}\text{Mg}+p$

Реакция $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},d)^{25}\text{Al}$ была исследована в работе [50; с.97-109] при энергиях $E_{^3\text{He}} = 18$ и 20 МэВ ($\theta_{\text{с.п.и.}} = 20^\circ - 170^\circ$), где установлено, что дифференциальные сечения слабо зависят от энергии и хорошо воспроизводятся в рамках МИВ в предположении простого срыва протона. Однако в работах [51; с.1855-1865] и [52; с.402-412] соответственно при $E_{^3\text{He}} = 20$ и 38.5 МэВ было обнаружено заметное влияние связи с неупругими каналами. В работе [53; с.1-12] измерены дифференциальные сечения и анализирующие способности реакции $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},d)^{25}\text{Al}$ при энергии 33.3 МэВ поляризованных ионов ^3He . Авторами установлено, что связь каналов реакции не является существенной, и ДС можно описывать в рамках обычного МИВ (см формулу 1.4 в главе I), причем требуется лишь

небольшая коррекция мнимой части центрального оптического потенциала в расчетах.

К сожалению, литературные данные по реакции $^{24}\text{Mg}(d,n)^{25}\text{Al}$ очень скудны, имеются экспериментальные данные при $E_d = 5.5$ – 6.0 МэВ [54; с.65–80], где приводятся лишь не пригодные для ММИВ анализа относительные значения дифференциальных сечений, а также данные при энергиях 7 и 9 МэВ с экспериментальными погрешностями $\sim 25\%$ [55; с.353–362].

Для получения феноменологических значений квадратов АНК конфигурации $^{25}\text{Al} \rightarrow ^{24}\text{Mg} + p$ в основном ($5/2^+$) нами проводился анализ литературных данных по дифференциальным сечениям реакции $^{24}\text{Mg}(d,n)^{25}\text{Al}$ при $E_d = 7.0$; 9.0 МэВ [55; с.353–362] и $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},d)^{25}\text{Al}$ при $E_{^3\text{He}} = 25.0$, 33.3 и 38.5 МэВ [56; с.1–42, 53; с.1–12, 52; с.402–412] в рамках метода ММИВ.

В табл. 3.1 приведены параметры ОП для реакции $^{24}\text{Mg}(d,n)^{25}\text{Al}$ и $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},d)^{25}\text{Al}$.

Таблица 3.1

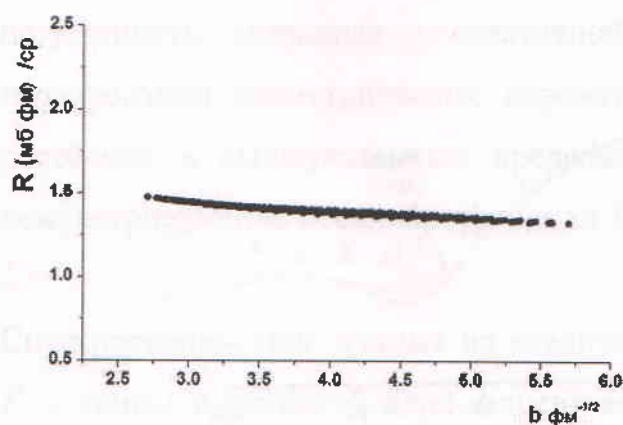
Параметры ОП, использованных в расчетах по ММИВ для реакции $^{24}\text{Mg}(d,n)^{25}\text{Al}$ и $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},d)^{25}\text{Al}$. Символы V и D после значения глубины мнимого потенциала означают объемный и поверхностный тип радиальной зависимости. Для глубин потенциалов в колонке 2, в колонке 5 с индексом V и в колонке 8 опущен знак “–”. В колонке 8 кроме значения глубины спин-орбитального потенциала приведены параметры его радиуса r_{so} и диффузности a_{so} .

ОП	V МэВ	r_V Фм	a_V Фм	W МэВ	r_W Фм	a_W Фм	V_{so} МэВ	r_c Фм	Лит
Mgd0	60.0	1.5	0.58	16.0V	1.5	0.58		1.303	[55; с.353–362]
MgdG1	92.784	1.13	0.755	10.62D	1.387	0.71	3.557 0.972 1.011	1.303	[57; с.054605–9]
MgdG2	92.29	1.13	0.755	10.55D	1.387	0.71	3.557 0.972 1.011	1.303	[57; с.054605–9]
Mgh1	98.5	1.15	0.810	12.3V	1.869	0.788		1.07	[56; с.1–42]
Mgh2	154.8	1.15	0.722	16.9V	1.678	0.833		1.07	[56; с.1–42]
Mgh3	178.5	1.104	0.722	42V	1.295	0.852		1.25	[56; с.1–42]
Mgh4	94.9	1.20	0.750	17V	1.700	0.840		1.40	[58; с.1–101]
AlnG1	43.30	1.165	0.674	7.19D	1.296	0.54	5.055 0.964 0.59		[59; с.231–310]

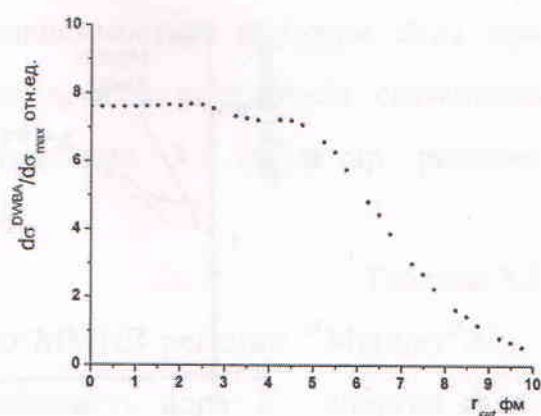
AlnG2	42.7	1.165	0.674	6.98D	1.296	0.54	5.017 0.964 0.59		[59; с.231-310]
Alid1	103.6	1.020	0.850	11.82D	1.413	0.695	8.19 1.02 0.856	1.25	[58; с.1-101]
Alid2	94.2	1.053	0.814	7.54D	1.36	0.726	7.0 1.053 0.814	1.20	53; с.1-12
Aln0	45.0	1.2	0.65	8.0V	1.2	0.65		0.0	[55; с.353-362]

Реакция $^{24}\text{Mg}(d,n)^{25}\text{Al}$. Расчет одночастичных сечений проводился в формализме ММИВ с использованием программы DWUCK5 с учетом конечного радиуса взаимодействия. АНК легкой вершины (т.е. связанного состояния $d \rightarrow n+p$), при расчетах бралось равным $C_d^2=0.7745 \text{ Фм}^{-1}$. Это значение соответствует величине ядерной вершинной константы связи $|G_d|^2=0.43 \text{ Фм}$ [12; с.1189-1245]. При этом выбор «стандартных» геометрических параметров потенциала Вудса-Саксона связанного s-состояния нуклонов в дейтроне $r_0=1.25 \text{ Фм}$ и $a=0.65 \text{ Фм}$, приводит к значению $b_d=0.9392 \text{ Фм}^{-1/2}$ (и к значению соответствующего спектроскопического фактора (СФ) дейтрона $Z_d=0.878$). Вклад D-состояния дейтрона в рассматриваемые процессы считался пренебрежимо малым, как показано в работе [60; с.041001-5].

Для проверки степени периферийности реакций $^{24}\text{Mg}(d,n)^{25}\text{Al}$ при $E_d=7.0$ и 9.0 МэВ нами рассчитаны тестовые функции $R(b)$ (см. соотношение (10) в главе 1). Из рис. 3.1 видно, что в случае передачи протона в основное состояние ядра ^{25}Al при энергии $E_d=7 \text{ МэВ}$ функция $R(b)$ изменяется в пределах $\sim 11\%$ при изменении величины b за счет варьирования геометрических параметров потенциала связанного состояния в физически разумном диапазоне $1.0 \leq r_0 \leq 1.4 \text{ Фм}$ и $0.5 \leq a \leq 0.8 \text{ Фм}$. При энергии $E_d=9 \text{ МэВ}$ функция $R(b)$ изменяется в пределах $\sim 4\%$ (рис. 3.2), что указывает на достаточно высокую периферийность реакции.

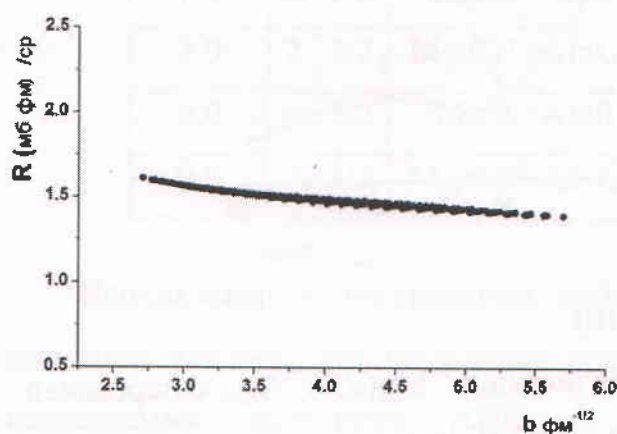


(а)

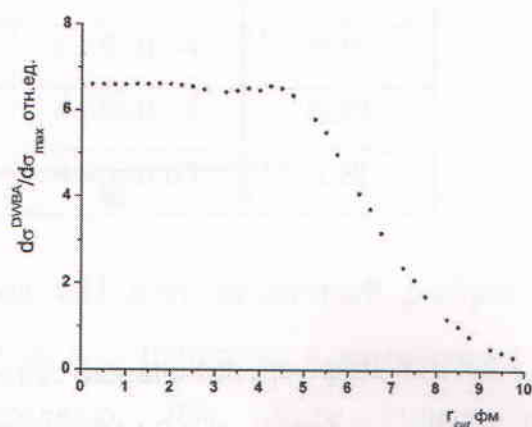


(б)

Рис. 3.1. Зависимость функций $R(b)$ (а) и $\sigma^{\text{MIB}}(r_{\text{cut}})$ (б) для определения степени периферийности реакции в области главного максимума углового распределения для реакции $^{24}\text{Mg}(d,n)^{25}\text{Al}_{\text{о.с.}}$ при $E_d=7.0$ МэВ.



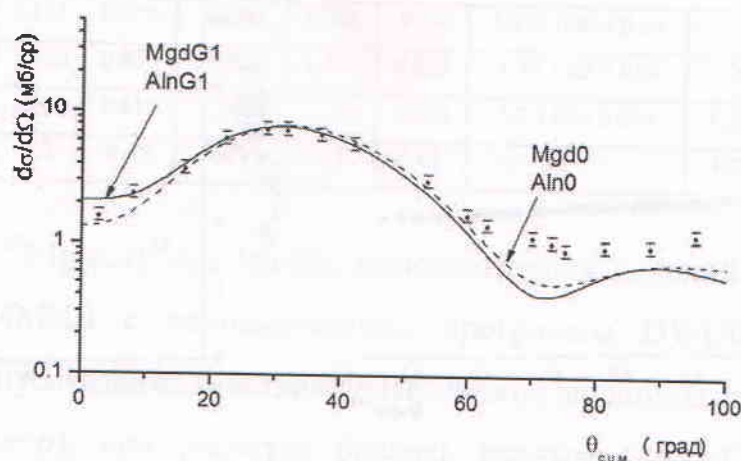
(а)



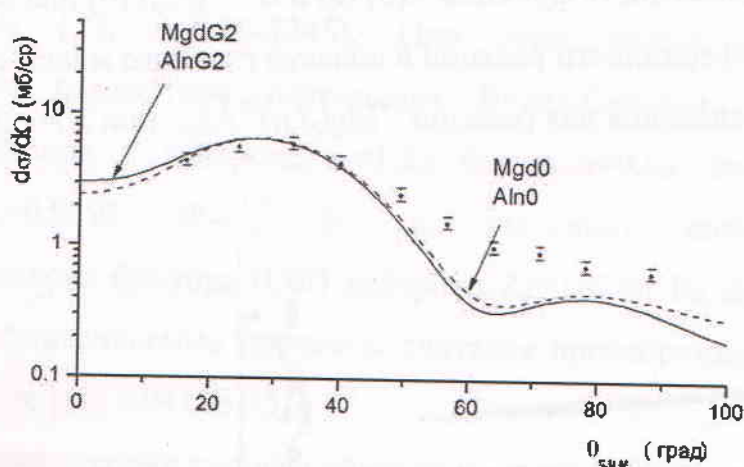
(б)

Рис. 3.2. Поведение функций $R(b)$ (а) и $\sigma^{\text{MIB}}(r_{\text{cut}})$ (б) для определения степени периферийности реакции в области главного максимума углового распределения для реакции $^{24}\text{Mg}(d,n)^{25}\text{Al}_{\text{о.с.}}$ при $E_d=9.0$ МэВ.

На рис. 3.3 представлены рассчитанные с отобранными парами ОП (указаны на рисунках, см. табл. 3.1) и экспериментальные угловые распределения нейтронов соответственно при энергиях $E_d=7.0$ (а) и 9.0 МэВ (б) при образовании ядра ^{25}Al в основном состоянии. Видно, что расчетные угловые распределения достаточно хорошо описывают экспериментальные данные.



(a)



(б)

Рис. 3.3. Дифференциальные сечения реакции $^{24}\text{Mg}(d,n)^{25}\text{Al}_{\text{о.с.}}$ с передачей протона при $E_d = 7.0$ МэВ (а), 9.0 МэВ (б). Наборы использованных параметров ОП указаны на рисунке. Экспериментальные точки из работы [55; с.353-362].

Феноменологические значения квадратов АНК C^2 для связанного состояния $^{25}\text{Al}_{\text{о.с.}} \rightarrow ^{24}\text{Mg} + p$, полученные из анализа экспериментальных данных по реакции $^{24}\text{Mg}(d,n)^{25}\text{Al}$ при энергиях $E_d = 7.0$ и 9.0 МэВ, приведены в табл. 3.2. Погрешность АНК ΔC^2 вычислялась по формуле
$$\Delta C^2 = \sqrt{\left(\frac{\Delta(d\sigma/d\Omega)^{\text{exp}}}{R}\right)^2 + \left(\frac{(d\sigma/d\Omega)^{\text{exp}}}{R^2} \cdot \Delta R\right)^2},$$
 где первый член под корнем – погрешность, определяемая ошибками эксперимента в сечении, а второй –

погрешность, связанная с остаточной зависимостью функции $R(b)$ при варьировании геометрических параметров r_0 и a потенциала связанного состояния в вышеуказанных пределах (см. рис. 3.1 (а) и др. рисунки демонстрирующие поведение функции $R(b)$).

Таблица 3.2
Спектроскопические данные из анализа по ММИВ реакции $^{24}\text{Mg}(d,n)^{25}\text{Al}_{\text{о.с.}}$.
 J^π – спины и четности ядра-мишени и конечного ядра; ε – энергия связи протона в ядре $^{25}\text{Al}_{\text{о.с.}}$; Q – энергия реакции.

$E_{\text{налет}}$ МэВ	lj	$\text{ОП}_{\text{вх}} + \text{ОП}_{\text{вых}}$	$C^2 \pm \Delta C^2$ $\Phi_{\text{М}}^{-1}$	Z
$J^\pi: 0^+ \rightarrow 5/2^+; \varepsilon = 2.29 \text{ МэВ}; Q = 0.063 \text{ МэВ}$				
7.0	2, 5/2	Mgd0+Aln0	5.38 ± 0.70	0.34
7.0	2, 5/2	MgdG1+AlnG1	5.59 ± 0.74	0.35
9.0	2, 5/2	Mgd0+Aln0	4.59 ± 0.64	0.29
9.0	2, 5/2	MgdG2+AlnG2	4.45 ± 0.63	0.28

Использование приведенных наборов ОП дает некоторый разброс в описании углового распределения реакции, что приводит к изменениям в извлекаемых значениях АНК в пределах 9%. Усредненные по использованным парам ОП значения квадрата АНК и СФ для связанного состояния $^{25}\text{Al}_{\text{о.с.}} \rightarrow ^{24}\text{Mg} + p$ равны: $C^2 = 5.48 \pm 0.51 \Phi_{\text{М}}^{-1}$, $Z = 0.35$ при $E_d = 7 \text{ МэВ}$, и, соответственно, $C^2 = 4.52 \pm 0.45 \Phi_{\text{М}}^{-1}$, и $Z = 0.29$ при $E_d = 9 \text{ МэВ}$. Приведенные погрешности в значениях квадрата АНК включают в себя средние отклонения, связанное с зависимостью от конкретных ОП и упомянутые выше погрешности, связанные с остаточной зависимостью функции $R(b)$ и с экспериментальными ошибками. Отметим, что приведенные в таблице значения СФ (как и АНК) найдены при стандартных значениях геометрических параметров r_0 и a Вудса-Саксоновского потенциала связанного состояния протона. Однако, в отличие от АНК (как показано

выше), СФ Z сильно зависят от неоднозначности выбора r_0 и a , и неопределенность их значений (не приведена в таблице) существенно больше, чем для АНК. Это же замечание относится к приведенным ниже значениям СФ, найденным из анализа периферийных реакций $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},d)^{25}\text{Al}$ и $^{25}\text{Mg}(d,t)^{24}\text{Mg}$. Детальные оценки погрешностей для СФ, связанные с неоднозначностью геометрических параметров потенциала связанного состояния являются специальной проблемой, и в данной работе не рассматриваются.

Анализ реакции $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},d)^{25}\text{Al}$. Аналогичным образом проведен анализ реакции $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},d)^{25}\text{Al}$ при $E_{\text{He}} = 25.0; 33.3$ и 38.8 МэВ [56; с.1-42. 53; с.1-12. 52; с.402-412]. Отбор оптимальных пар ОП, как и ранее, производился путем минимизации величины χ^2/n , где n – число экспериментальных значений дифференциальных сечений в угловом распределении дейтронов. Параметры ОП, использованных в расчетах, приведены в табл. 3.1.

Для этой реакции также были рассчитаны тестовые функции для оценки степени периферийности процесса передачи протона в главном стриппинговом пике. На рис. 3.4 показано поведение тестовых функций при энергии 25 МэВ, которое указывает на высокую степень периферийности реакции в области стриппингового максимума углового распределения дейтронов.

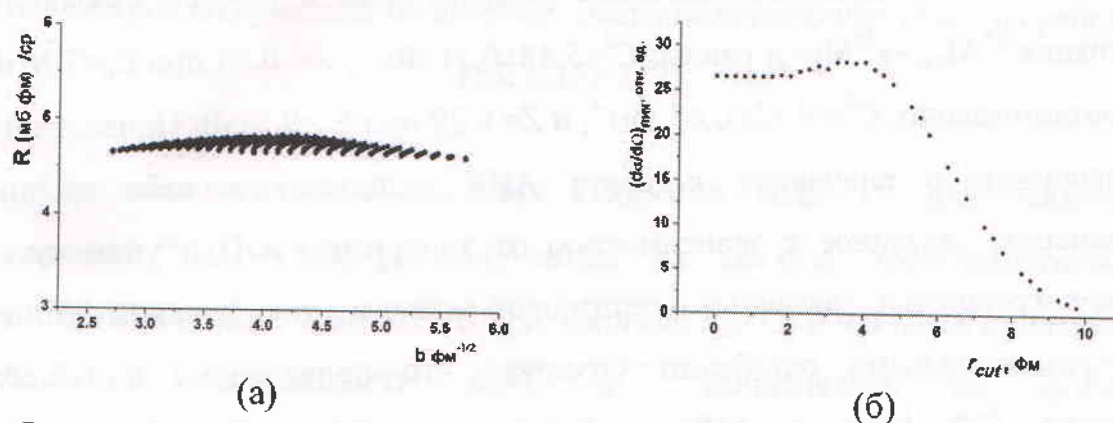


Рис. 3.4. Тестовые функции для определения степени периферийности реакции $R(b)$ (а) и $\sigma^{\text{МИБ}}(r_{\text{cut}})$ (б) в области главного максимума углового распределения для реакции $^{24}\text{Mg}(^3\text{He},d)^{25}\text{Al}_{\text{о.с.}}$ при $E_{\text{He}} = 25.0$ МэВ.

На рис. 3.5 представлены рассчитанные и экспериментальные угловые распределения для этой реакции с образованием остаточного ядра ^{25}Al в основном состоянии. Видно, что расчетные угловые распределения хорошо совпадают с экспериментальными данными.

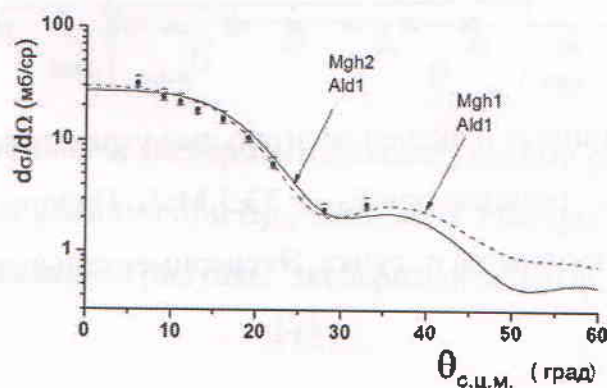


Рис. 3.5. Рассчитанные и экспериментальные угловые распределения для $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, d)^{25}\text{Al}_{\text{o.c.}}$ реакции при $E_{^3\text{He}} = 25.0$ МэВ. Наборы использованных при расчете параметров ОП указаны на рисунке. Экспериментальные точки из [56; с.1-42].

На рис. 3.6 представлены тестовые функции для этой реакции при энергии $E_{^3\text{He}} = 33.3$ МэВ, также указывающие на периферийность этой реакции.

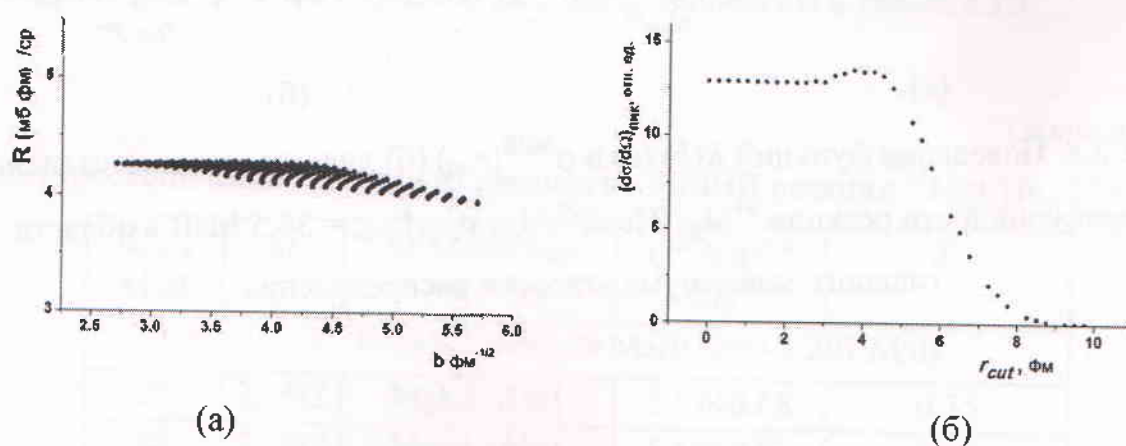


Рис. 3.6. Поведение функций $R(b)$ (а) и $\sigma^{\text{MIB}}(r_{\text{cut}})$ (б) для определения степени периферийности реакции $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, d)^{25}\text{Al}_{\text{o.c.}}$ при $E_{^3\text{He}} = 33.3$ МэВ в области главного максимума углового распределения.

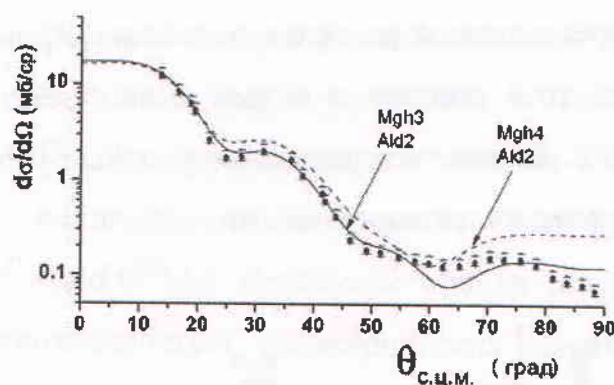


Рис. 3.7. Рассчитанные и экспериментальные угловые распределения для $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, d)^{25}\text{Al}_{\text{о.с.}}$ реакции при $E_{^3\text{He}} = 33.3$ МэВ. Наборы использованных параметров ОП указаны на рисунке. Экспериментальные точки из [53; с.1-12].

На рисунках 3.8 и 3.9 представлены аналогичные данные для этой реакции при энергии 38.5 МэВ.

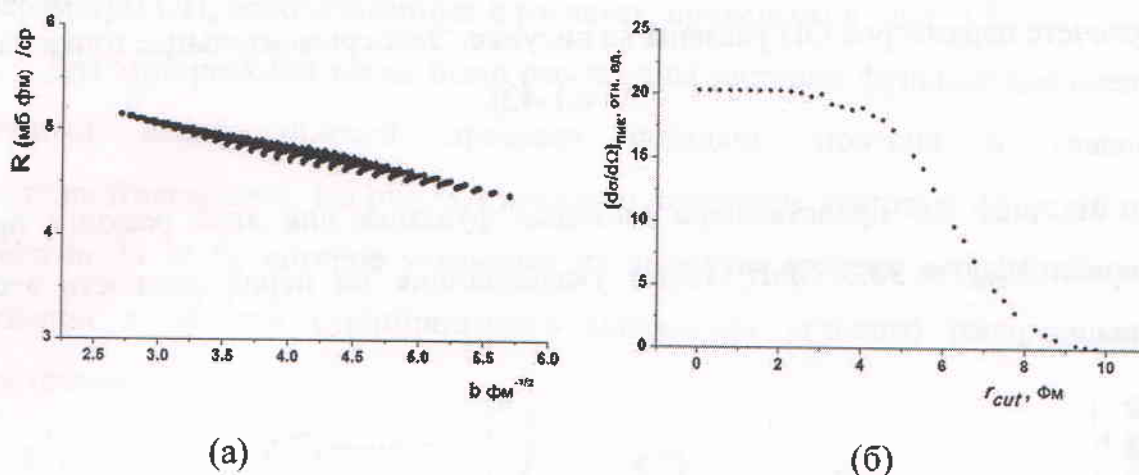


Рис. 3.8. Поведение функций $R(b)$ (а) и $\sigma^{\text{МИБ}}(r_{\text{cut}})$ (б) для определения степени периферийности реакции $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, d)^{25}\text{Al}_{\text{о.с.}}$ при $E_{^3\text{He}} = 38.5$ МэВ в области главного максимума углового распределения.

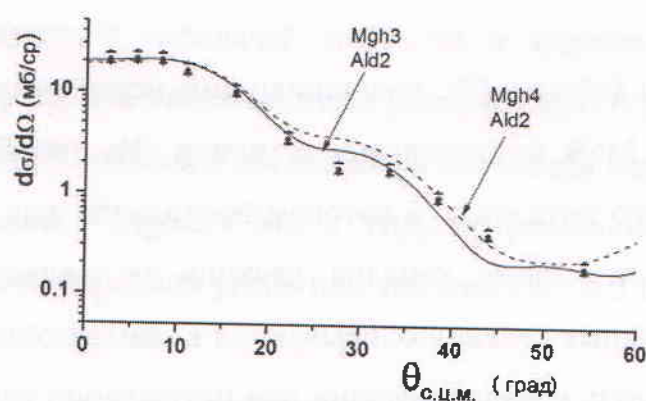


Рис. 3.9. Рассчитанные и экспериментальные угловые распределения для $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, d)^{25}\text{Al}_{\text{o.c.}}$ реакции при $E_{3\text{He}}=38.5$ МэВ. Наборы использованных параметров ОП указаны на рисунке. Экспериментальные точки из [52; с.402-412].

Можно видеть, что поведение дифференциальных сечений в главном пике углового распределения, как и во всей области углов измерений, хорошо описывает экспериментальные угловые распределения при выбранных наборах ОП.

Феноменологические значения АНК C^2 для связанного состояния $^{25}\text{Al}_{\text{o.c.}} \rightarrow ^{24}\text{Mg} + p$, полученные из анализа ММИВ экспериментальных данных по реакции $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, d)^{25}\text{Al}_{\text{o.c.}}$ с разными отобранными парами ОП при энергиях $E_{3\text{He}}=25.0$ и 33.3 МэВ и 38.5 МэВ, приведены в таблице 3.3.

Таблица 3.3
Спектроскопические данные из анализа по ММИВ реакции $^{24}\text{Mg}(^3\text{He}, d)^{25}\text{Al}_{\text{o.c.}}$

$E_{\text{налет}}$ МэВ	l, j	ОП _{вх} +ОП _{вых}	$C^2 \pm \Delta C^2$ $\Phi_{\text{М}}^{-1}$	Z
$J^\pi: 0^+ \rightarrow 5/2^+; \epsilon=2.29$ МэВ; $Q=-3.207$ МэВ				
25	2, 5/2	Mgh2+Ald1	5.57 ± 0.68	0.35
25	2, 5/2	Mgh1+Ald1	5.66 ± 0.72	0.36
33	2, 5/2	Mgh3+Ald2	3.06 ± 0.39	0.19
33	2, 5/2	Mgh4+Ald2	3.28 ± 0.42	0.21
38.5	2, 5/2	Mgh3+Ald2	4.23 ± 0.61	0.27
38.5	2, 5/2	Mgh4+Ald2	4.62 ± 0.59	0.29

Авторами [53; с.1-12], выполнившими исследование этой реакции при энергии 33.3 МэВ поляризованных ионов ^3He (приблизительно середина энергетического интервала, в котором проводится наш анализ этой реакции) установлено, что связь каналов реакции не является существенной, и дифференциальные сечения описываются в рамках обычного МИВ. Поэтому поправки на связь каналов реакции при нахождении квадратов АНК нами не вводились.

Усредненные по отобранным парам ОП значения квадрата АНК для связанного состояния $^{25}\text{Al}_{\text{о.с.}} \rightarrow ^{24}\text{Mg} + p$ равны $C^2 = 5.61 \pm 0.49 \text{ Фм}^{-1}$, и спектроскопического фактора $Z = 0.35$ при $E_{^3\text{He}} = 25 \text{ МэВ}$; $C^2 = 3.17 \pm 0.29 \text{ Фм}^{-1}$, и $Z = 0.20$ при $E_{^3\text{He}} = 33.3 \text{ МэВ}$; и $C^2 = 4.43 \pm 0.43 \text{ Фм}^{-1}$, и $Z = 0.28$ при $E_{^3\text{He}} = 38.5 \text{ МэВ}$, где погрешности вычисляются так же как при рассмотрении реакции $^{24}\text{Mg}(d,n)^{25}\text{Al}$.

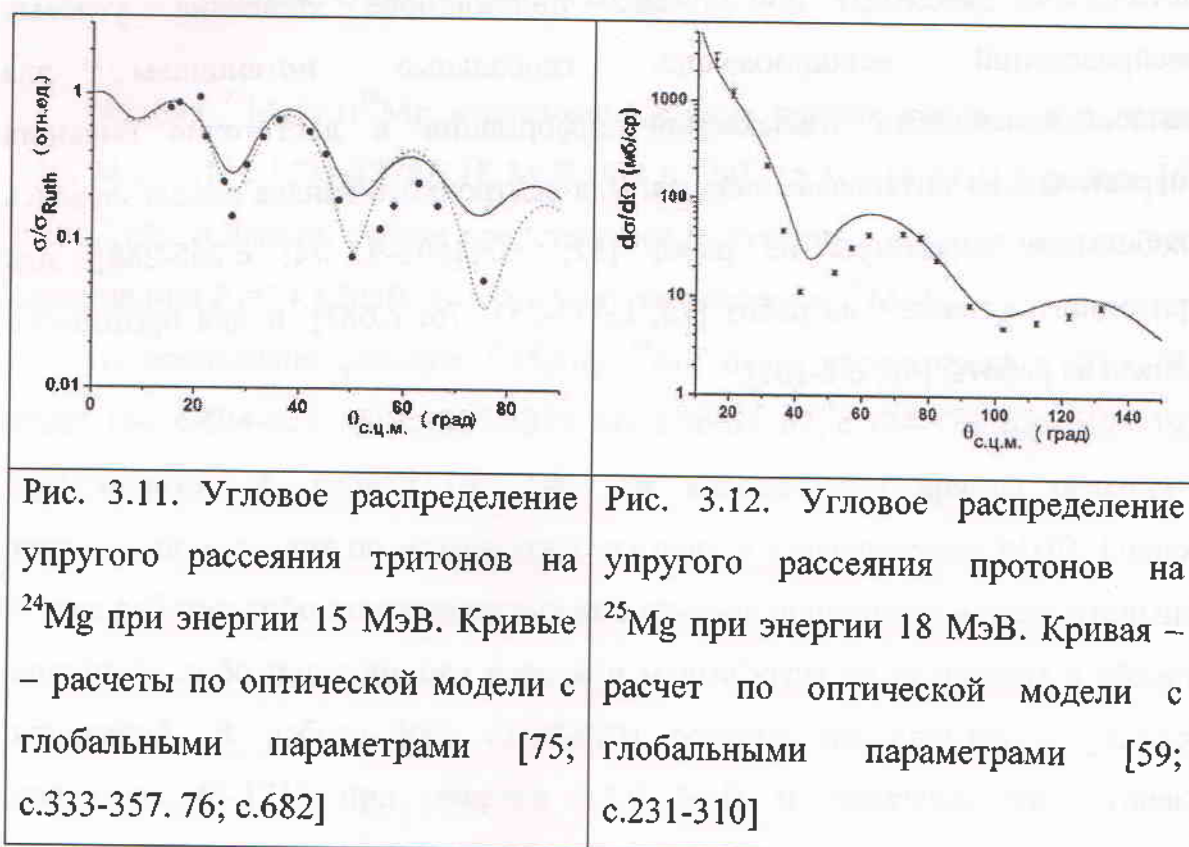
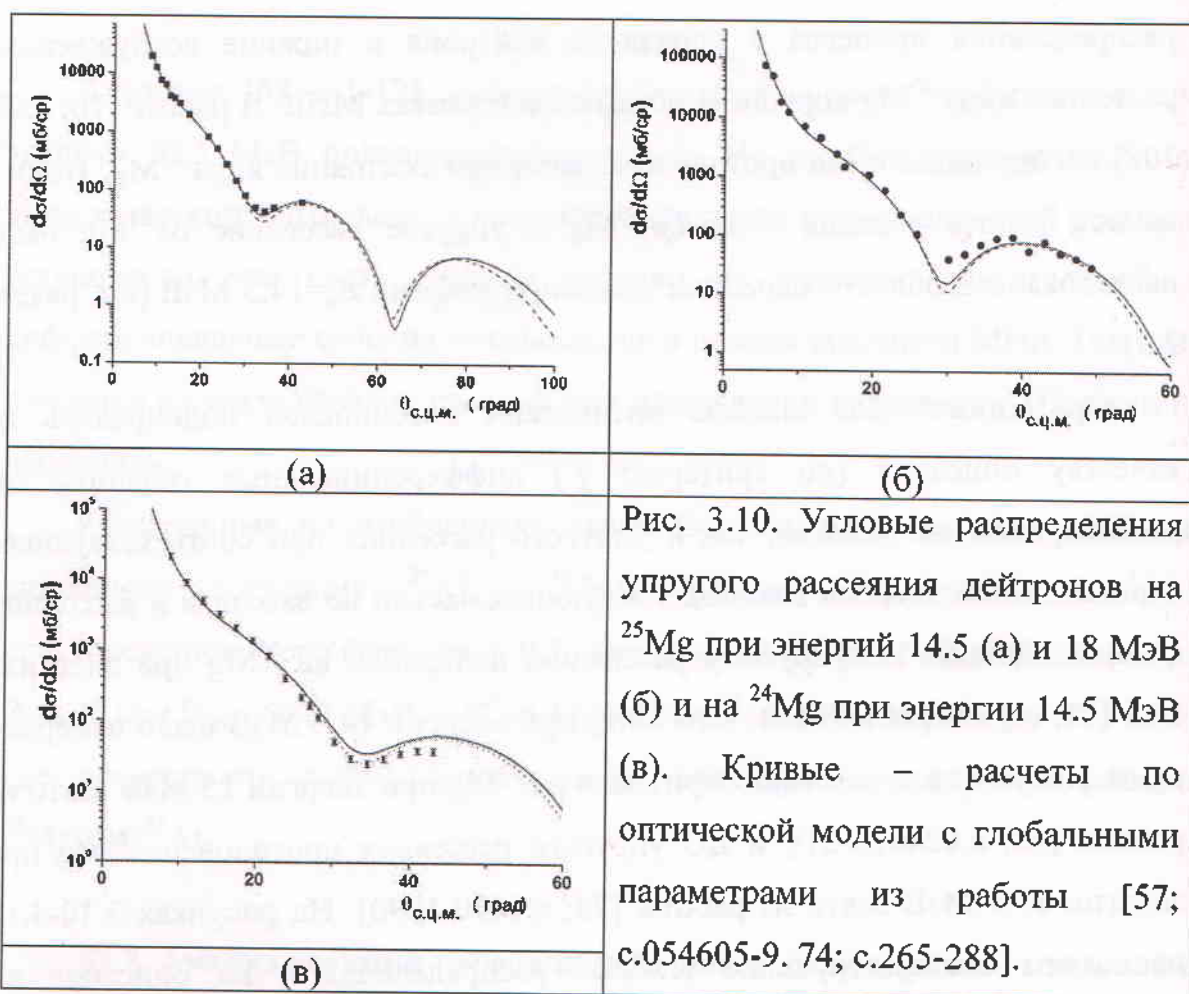
§3.2. Анализ реакций передачи нейтрона между ядрами – изотопами магния. Определение АНК и СФ для $^{25}\text{Mg} \rightarrow ^{24}\text{Mg} + n$

Реакция $^{25}\text{Mg}(d,t)^{24}\text{Mg}$ исследована в ряде ранних работ при энергиях 14.8 МэВ [61; с.1271-1278], 18 МэВ [62; с.324], 15.3 и 18 МэВ в работе [63; с.166-172]. В данной работе представлены полученные нами данные по этой реакции при $E_d = 14.5 \text{ МэВ}$, а также упругое рассеяние $^{25}\text{Mg} + d$.

Первоначально реакция $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$ была исследована в 50-х-70-х годах [64; с.404-423. 65; с.1305-1324. 66; с.36-51. 67; с.324-336. 68; с.177-192] при энергиях E_d вблизи 10 МэВ, как классическая прямая реакция с попытками описания по методу плоских волн и классического МИВ. Однако в этих работах либо экспериментальные сечения приводятся в относительных единицах, либо погрешности велики и малые углы не включены в область измерений. В работе [69; с.917-923] реакция исследована в угловом диапазоне $6^\circ - 171^\circ$ при энергии 13.6 МэВ и показано, что угловые

распределения процесса с передачей нейтрона в нижние возбужденные состояния ядра ^{25}Mg хорошо описываются в рамках МИВ. В работе [70; с.93-108] исследовался срыв протона в несвязанные состояния ядра ^{25}Mg . Нами в данной работе реакция $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$ и упругое рассеяние $d+^{24}\text{Mg}$ были исследованы в области передних углов при энергии $E_d=14.5$ МэВ (см. раздел 2.2).

Пригодность для анализа оптических потенциалов подбирались по качеству описания (по критерию χ^2) дифференциальных сечений, как рассматриваемой реакции, так и упругого рассеяния при соответствующей относительной энергии взаимодействующих частиц во входном и выходном каналах. Данные по упругому рассеянию дейтронов на ^{25}Mg при энергиях 14.5 [71; с.42-47] и 18 МэВ, и на ^{24}Mg при энергии 14.5 МэВ было измерено нами. ДС упругого рассеяния тритонов на ^{24}Mg при энергии 15 МэВ взято из работы [72; с.024615-21], и ДС упругого рассеяния протонов на ^{25}Mg при энергии 17.5 МэВ взято из работы [73; с.1070-1090]. На рисунках 3.10-3.12 приведены соответствующие угловые распределения и их описание по оптической модели. В случаях приемлемого описания угловых распределений использовались глобальные потенциалы для самосогласованности извлекаемой информации в достаточно больших энергетических интервалах анализа. Для дейтронного канала использовались глобальные параметры из работ [57; с.054605-9. 74; с.265-288], для тритонного канала – из работ [75; с.333-357. 76; с.682], и для протонного канала из работы [58; с.1-101].



Анализ реакции $^{25}\text{Mg}(d,t)^{24}\text{Mg}$. Анализ реакций (d,t) выполнен при $E_d=14.5, 14.8$ и 18 МэВ. Дифференциальные сечения реакции $^{25}\text{Mg}(d,t)^{24}\text{Mg}$ при энергии дейтронов 14.5 МэВ были измерены нами на циклотроне У-150М Института Ядерной Физики РКАЗ, и являются новыми данными [71; с.42-47] (см. также раздел 2.2). Данные при 14.8 и 18 МэВ взяты из работы [61; с.1271-1278. 63; с.166-172] соответственно.

АНК легкой вершины, т.е. связанного состояния $t \rightarrow n+d$, при расчетах взято равным $C^2 = 4.28 \text{ Фм}^{-1}$. Это значение соответствует величине ядерной вершинной константы связи $t \rightarrow n+d$, равной $|G_t|^2 = 1.34 \text{ Фм}$ [61; с.1271-1278]. При этом выбор геометрических параметров потенциала связанного состояния нейтрона в тритоне: $r_0 = 1.25 \text{ Фм}$ и $a = 0.65 \text{ Фм}$ приводит к значению $b=1.831 \text{ Фм}^{-1/2}$ и к значению СФ тритона $Z=1.277$.

Для проверки степени периферийности реакций $^{25}\text{Mg}(d,t)^{24}\text{Mg}$ при $E_d=14.5, 14.8$ и 18 МэВ нами рассчитаны тестовые функции $R(b)$ и зависимость расчетного сечения в главном дифракционном максимуме от радиуса обрезания r_{cut} (см. рис. 3.13: при $E_d = 14.5$ МэВ - (а, б), при $E_d = 14.8$ МэВ - (в, г) и 18 МэВ - (д, е)). Видно, что функция $R(b)$ является практически константой при изменении величины b за счет варьирования геометрических параметров потенциала связанного состояния в диапазоне $1.1 \leq r_0 \leq 1.4 \text{ Фм}$ и $0.5 \leq a \leq 0.8 \text{ Фм}$, что указывает на периферийности реакции $^{25}\text{Mg}(d,t)^{24}\text{Mg}$ при всех энергиях (при всех энергиях функция R от b изменяется в пределах 1.5 - 2.8 % от значения при стандартных геометрических параметрах).

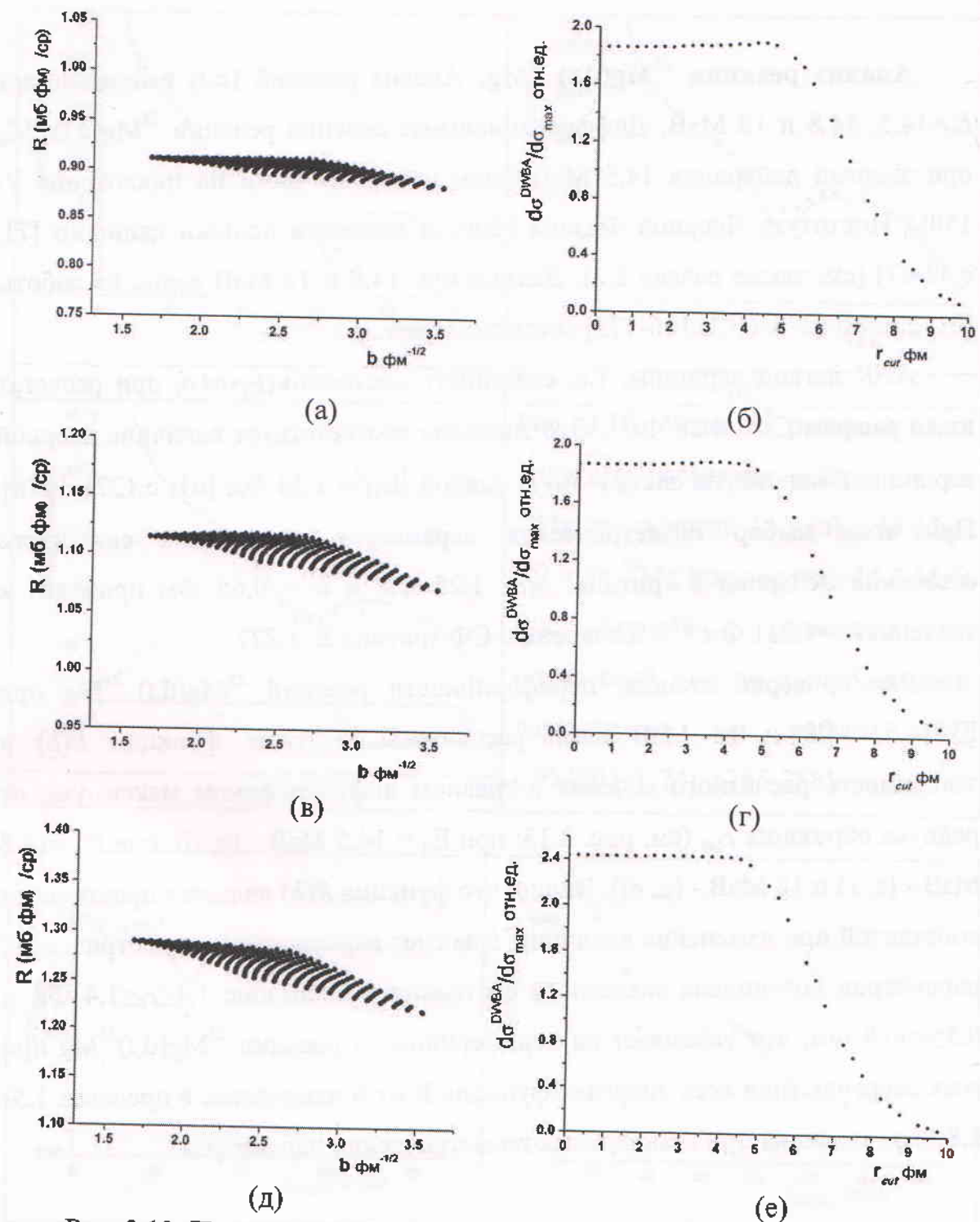


Рис. 3.13. Поведение функций $R(b)$ (а, в, д) и $\sigma^{\text{МИБ}}(r_{\text{cut}})$ (б, г, е) для определения степени периферийности реакции $^{25}\text{Mg}(d,t)^{24}\text{Mg}_{\text{o.c.}}$ в области главного максимума углового распределения при $E_d=14.5, 14.8$ и 18 МэВ.

На рис. 3.14 представлены рассчитанные и экспериментальные угловые распределения для этой реакции с образованием конечного ядра ^{24}Mg в

основном состоянии при $E_d=14.5$, 14.8 и 18 МэВ. Видно, что расчетные угловые распределения удовлетворительно совпадают с экспериментальными данными.

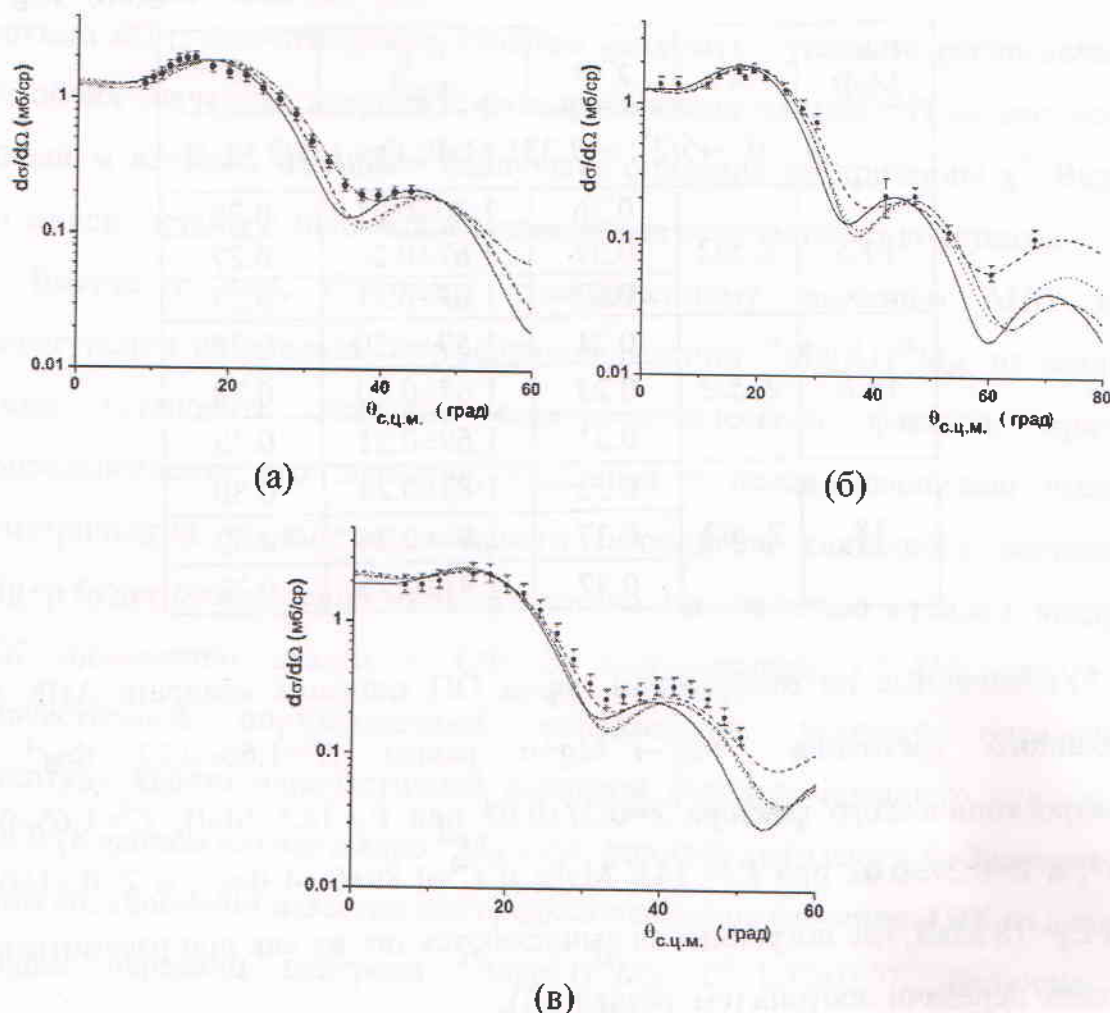


Рис. 3.14. Рассчитанные и экспериментальные угловые распределения для реакции $^{25}\text{Mg}(d,t)^{24}\text{Mg}_{o.c.}$ при $E_d=14.5$ (а), 14.8 (б) и 18 (в) МэВ.

Экспериментальные точки взяты из [71; с.42-47. 61; с.1271-1278. 63; с.166-172], соответственно.

Феноменологические значения АНК S^2 для связанного состояния $^{25}\text{Mg}_{o.c.} \rightarrow ^{24}\text{Mg} + n$, полученные из анализа экспериментальных данных по реакции $^{25}\text{Mg}(d,t)^{24}\text{Mg}$ при энергиях $E_d=14.5$, 14.8 и 18 МэВ, приведены в таблице 3.4. Результаты показывают, что извлеченные значения квадратов

АНК для $^{25}\text{Mg}_{o.c.} \rightarrow ^{24}\text{Mg}+n$ конфигурации при всех энергиях получается одинаковыми в области погрешности.

Таблица 3.4

Спектроскопические данные из анализа по ММИВ реакции $^{25}\text{Mg}(d,t)^{24}\text{Mg}$

$E_{\text{налет}}$ МэВ	l, j	χ^2/n	C^2_{lj} Фм^{-1}	Z
$J^\pi: 0^+ \rightarrow 5/2^+; \epsilon=7.331 \text{ МэВ}; Q=-1.072 \text{ МэВ}$				
14.5	2, 5/2	0.36	1.70 ± 0.21	0.28
		0.37	1.67 ± 0.20	0.27
		0.62	1.63 ± 0.21	0.27
14.8	2, 5/2	0.21	1.59 ± 0.20	0.26
		0.23	1.67 ± 0.20	0.28
		0.31	1.69 ± 0.21	0.28
18	2, 5/2	0.22	1.83 ± 0.24	0.30
		0.37	1.94 ± 0.24	0.32
		0.37	1.91 ± 0.23	0.32

Усредненные по отобранным парам ОП значения квадрата АНК для связанного состояния $^{25}\text{Mg} \rightarrow ^{24}\text{Mg}+n$ равны $C^2=1.66 \pm 0.12 \text{ Фм}^{-1}$, и спектроскопического фактора $Z=0.27 \pm 0.02$ при $E_d=14.5 \text{ МэВ}$; $C^2=1.65 \pm 0.12 \text{ Фм}^{-1}$, и $Z=0.27 \pm 0.02$ при $E_d=14.8 \text{ МэВ}$; и $C^2=1.89 \pm 0.14 \text{ Фм}^{-1}$, и $Z=0.31 \pm 0.02$ при $E_d=18 \text{ МэВ}$, где погрешности вычисляются так же как при рассмотрении реакции передачи протона (см. раздел 3.1).

Анализ реакции $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$. Анализ реакции (d,p) выполнен при $E_d=13.6$ [69; с.917-923] и 14.5 МэВ [71; с.42-47]. При энергии дейтронов 14.5 МэВ реакция $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$ была нами измерена на циклотроне У-150М Института Ядерной Физики РКаз. Соответствующие экспериментальные данные являются новыми.

При анализе этой реакции в рамках ММИВ использовано значение АНК для связанного состояния дейтрона $d \rightarrow n+p$, приведенное в разделе 3.1, где анализируется реакция $^{24}\text{Mg}(d,n)^{25}\text{Al}$.

Исследование поведения тестовой функции $R(b)$ с отобранными оптическими потенциалами в области главного максимума углового

распределения при обеих энергиях указывает на сильную непериферийность процесса передачи нейтрона в этой реакции и, следовательно, некорректность извлечения АНК для конфигурации $\{^{25}\text{Mg} = ^{24}\text{Mg} + p\}$ из ММИВ анализа. На рис. 3.15 показаны кривые (области) значений тестовой функции $R(b)$, рассчитанные в главном максимуме углового распределения при обоих значениях энергии с фиксированными парами ОП во входном и выходном каналах, дающими наилучшее описание по критерию χ^2 . Видно, что зависимость от b значений R существенно отличается от константы.

Вместе с тем, благодаря установленному значению АНК этой конфигурации из анализа периферийной реакции $^{25}\text{Mg}(d,t)^{24}\text{Mg}$, из анализа можно установить значение спектроскопического фактора, причем неопределенность его значения, связанная с неоднозначностью выбора геометрических параметров ядерного потенциала связанного состояния $^{24}\text{Mg} + p$ будет существенно минимизирована. Как показано в главе I, квадрат АНК однозначно связан с СФ Z соотношением $C^2 = Zb^2$, где b – одночастичный нормировочный коэффициент, который определяет амплитуду хвоста одночастичной волновой функции внешнего нуклона в ядре B (в данном случае в ядре ^{25}Mg – см. формулу (1.6) главы I). Значение C^2 в этом соотношении известно как средневзвешенное значение АНК из анализ реакции передачи нейтрона $^{25}\text{Mg}(d,t)^{24}\text{Mg}$ $C^2 = 1.72 \pm 0.07$. Величина b определяется из графического решения уравнения $R(b; [r_0, a]) = R_{\text{exp}}$, (см. рис. 3.15), где R_{exp} есть константа, неопределенность в значении которой определяется погрешностями экспериментального ДС (прямая на рисунке, параллельная оси абсцисс и зона погрешности). Точка пересечения расчетной функции $R(b)$ с R_{exp} определяет величину одночастичного АНК $b = b_0$, и тогда окончательно получаем искомую величину СФ $Z = Z_0 = C^2 / b_0^2$. Из-за наличия экспериментальных неопределенностей в R_{exp} и C^2 , а также остаточной (r_0, a) -зависимости в функции R (фактически $R(b)$ – не линия, а область значений – см. рис. 3.15), получаем некоторый интервал значений b

($b_1 \leq b_0 \leq b_2$) и соответствующий ему интервал значений Z ($Z_2 \leq Z_0 \leq Z_1$) [77; с.383-396]. Кроме того, в погрешность определения СФ входит зависимость значений R от оптических параметров, причем эта зависимость довольно значительна в силу непериферийности реакции и большого вклада внутренней части интеграла перекрытия.

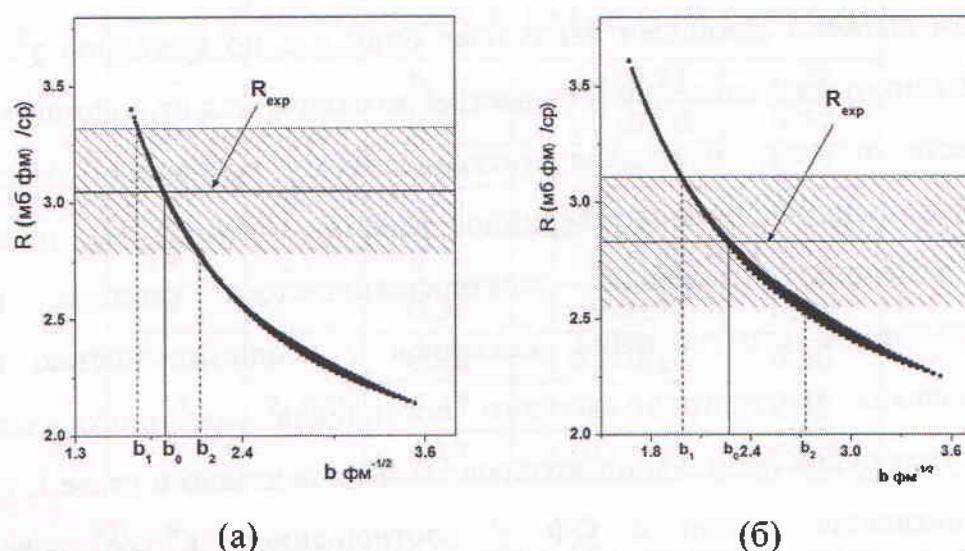


Рис. 3.15. Графическое нахождение значения $b=b_0$ и соответствующего ему значения СФ из анализа реакции $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$ при $E_d = 13.6$ МэВ (а) и 14.5 (б).

На рис. 3.16 приведены рассчитанные в рамках ММИВ с двумя парами ОП (дающими наилучшую подгонку к экспериментальному угловому распределению протонов) и экспериментальные угловые распределения для реакции $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$ при $E_d = 13.6$ и 14.5 МэВ. Описание в области первого (главного) максимума углового распределения в обоих случаях в целом удовлетворительное.

Рекомендуемые здесь на основании анализа всей совокупности проанализированных экспериментальных данных (после усреднения по энергии во входном канале реакции) значения квадратов АНК для основных состояний ядер: $C^2_{25\text{Mg} \rightarrow 24\text{Mg}+n} = 1.72 \pm 0.07 \text{ Фм}^{-1}$ и $C^2_{25\text{Al} \rightarrow 24\text{Mg}+p} = 4.57 \pm 0.49 \text{ Фм}^{-1}$. В [78; с.1102-1108] приводится значение квадрата АНК $C^2_{25\text{Mg} \rightarrow 24\text{Mg}+n} = 1.88 \pm 0.20 \text{ Фм}^{-1}$ для основного состояния ядра ^{25}Mg , полученное из анализа реакции $^{24}\text{Mg}(d,t)^{25}\text{Mg}$ при энергиях дейтронов 18 и 25 МэВ, что в пределах погрешности согласуется с полученным здесь результатом. Таким образом, здесь рекомендуется значение квадрата АНК $C^2_{25\text{Mg} \rightarrow 24\text{Mg}+n} = 1.80 \pm 0.10 \text{ Фм}^{-1}$ для одночастичной нейтронной конфигурации ^{25}Mg . Для АНК $C^2_{25\text{Al} \rightarrow 24\text{Mg}+p}$ В этой же работе получено значение 5.37 Фм^{-1} , оцененное через спектроскопический фактор, полученный авторами работы [52; с.402-412]. Значение, полученное здесь, является более надежным, т.к. включает в себя, в том числе и анализ экспериментальных данных работы [52; с.402-412]. Поэтому здесь рекомендуется значение квадрата АНК $C^2_{25\text{Al} \rightarrow 24\text{Mg}+n} = 4.57 \pm 0.49 \text{ Фм}^{-1}$ для одночастичной протонной конфигурации ^{25}Al .

Для основных состояний пары ^{25}Mg и ^{25}Al значения $b_n = 2.46$ и $b_p = 3.979$, и их отношение равно $b_n^2/b_p^2 = 0.38$. Отношение квадратов рекомендованных АНК, $C_n^2/C_p^2 = 0.39$, что, в пределах погрешностей найденных АНК, не противоречит выполнению соотношения $C_p^2/C_n^2 = b_p^2/b_n^2$.

§3.3. Анализ реакций $^{12}\text{C}(d, ^6\text{Li})^8\text{Be}$ и $^{12}\text{C}(^3\text{He}, ^7\text{Be})^8\text{Be}$ и АНК для $^3\text{He} + \alpha \rightarrow ^7\text{Be}$

Реакция $^{12}\text{C}(d, ^6\text{Li})^8\text{Be}$. Нами проводился анализ реакции $^{12}\text{C}(d, ^6\text{Li})^8\text{Be}$ при $E_d = 28 \text{ МэВ}$ [79; с.403-408] в рамках подхода ММИВ, описанного в гл. I. Вычисления сечений $\sigma^{\text{DW}}(\dots)$ проводились по алгоритму программы DWUCK5 с учетом конечного радиуса взаимодействия. Значение АНК связанного состояния $^6\text{Li} \rightarrow d + \alpha$ (легкой вершины) при расчетах взято равным $C_{6\text{Li}}^2 = 5.37 \text{ Фм}^{-1}$. Это значение соответствует величине ядерной вершинной константы

связи ${}^6\text{Li} \rightarrow d + \alpha$, равной $|G_{6\text{Li}}|^2 = 0.41$ Фм [80; с.151-189]. При этом выбор геометрических параметров потенциала связанного состояния $r_0 = 0.95$ Фм и $a = 0.65$ Фм, приводит к значению $b_{6\text{Li}} = 2.66$ Фм^{1/2} и к значению СФ $Z = 0.759$ для конфигурации ${}^6\text{Li} \rightarrow d + \alpha$.

Параметры оптических потенциалов во входном и выходном каналах брались из работ [79; с.403-408], и представлены в табл. 3.5.

Таблица 3.5

Параметры ОП, использованных в расчетах ММИВ для реакции ${}^{12}\text{C}(d, {}^6\text{Li}){}^8\text{Be}$

Канал	Энергия	V	r	a	W_V	W_D	r_D	a_D	r_C
	МэВ	МэВ	Фм	Фм	МэВ	МэВ	Фм	Фм	Фм
${}^6\text{Li} + {}^8\text{Be}$	28	481	2.33	0.66	11.0		4.68	0.93	5.55
$d + {}^{12}\text{C}$	28	119.9	0.87	0.86		12.8	1.25	0.72	1.3

Для проверки степени периферийности процесса передачи α - частицы для выходного канала реакции ${}^{12}\text{C}(d, {}^6\text{Li}){}^8\text{Be}$ нами рассчитаны тестовые функции $R(b)$. На рис. 3.17 представлен результат расчета функции R в зависимости от значения одночастичного АНК $b_{12\text{C}}$.

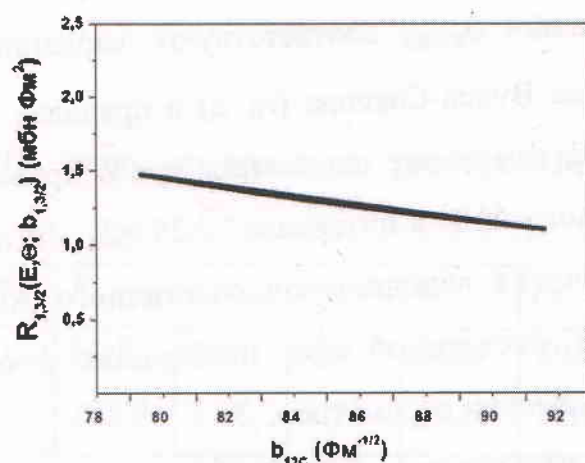


Рис. 3.17. Поведения тестовых функции $R(b)$ для реакции ${}^{12}\text{C}(d, {}^6\text{Li}){}^8\text{Be}$ при энергии $E=28$ МэВ.

На рис. 3.18 приведены ДС, рассчитанные по программе DWUCK5 для передачи α -частицы с образованием ядра ${}^8\text{Be}$ с использованием вышеуказанных ОП при значениях геометрических параметров потенциала связанного состояния α -частицы в ядре ${}^{12}\text{C}$ равных $r_0=1.28$ Фм и $a=0.64$ Фм со спин-орбитальным членом Томасовского вида ($\Lambda=25$).

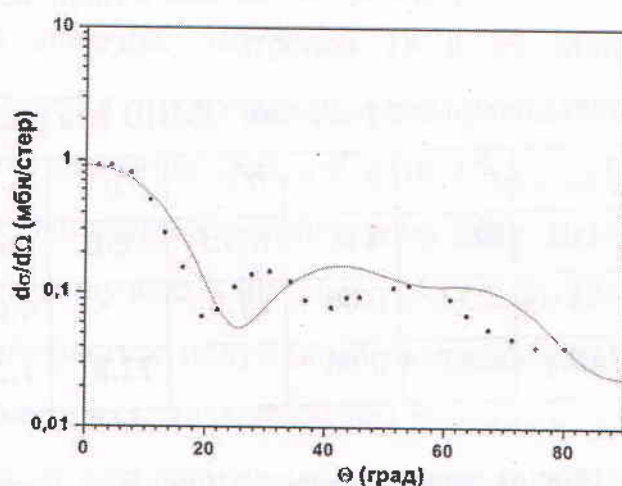


Рис. 3.18. Угловое распределения из реакции ${}^{12}\text{C}(d, {}^6\text{Li}){}^8\text{Be}_{o.c}$ при энергии $E=28$ МэВ. Точки - экспериментальные значения [79; с.403-408], кривое - расчеты по ММИВ использованием ОП входного и выходного каналов.

Интервал изменения $b_{\alpha\alpha\alpha}$ соответствуют вариации геометрических параметров потенциала Вудса-Саксона (r_0, a) в пределах $r_0=1.15-1.41$ Фм и $a=0.55-0.75$ Фм. Такое изменение параметров r_0 и a приводит к изменению значения одночастичного АНК в интервале $79.257 \leq b_{12C}(r_0, a) \leq 92.187$ Фм $^{-1/2}$. В этом интервале изменения величины одночастичного АНК функция $R(b)$ является практически постоянной при изменениях $b=b_{\alpha 8Be}(r_0, a)$ за счет варьирования геометрических параметров.

Отсюда следует, что реакция ${}^{12}\text{C}(d, {}^6\text{Li}){}^8\text{Be}$ при $E_d=28$ МэВ в области главного максимума углового распределения является достаточно периферийной, и параметризация дифференциального сечения через АНК для $\alpha+d \rightarrow {}^6\text{Li}$ и $\alpha+{}^8\text{Be} \rightarrow {}^{12}\text{C}$ адекватна физике процесса.

Это обстоятельство позволяет извлекать величину АНК для ядра ^{12}C в $(\alpha+^8\text{Be})$ -конфигурации модельно-независимом образом используя экспериментальные дифференциальные сечения и рассчитанные значения функции $R(b)$ в соотношении и при различных углах рассеяния из области главного пика. В частности, полученное значение квадрата АНК равно $C^2=8800\pm240 \text{ Фм}^{-1}$.

Далее это значение АНК использовано для определения АНК $\alpha+^3\text{He}\rightarrow^7\text{Be}$ (осн) и $\alpha+^3\text{He}\rightarrow^7\text{Be}$ (0.430 МэВ) из анализа реакции $^{12}\text{C}(^3\text{He},^7\text{Be})^8\text{Be}$.

Реакция $^{12}\text{C}(^3\text{He},^7\text{Be})^8\text{Be}$. Здесь теоретический анализ экспериментальных данных выполнен для реакции $^{12}\text{C}(^3\text{He},^7\text{Be})^8\text{Be}$ при $E_{^3\text{He}}=41 \text{ МэВ}$ [81; с.1-26]. При расчете одночастичных сечений $\sigma^{DW}(E, \theta; b_{i,j})$ и АНК $b_{i,j}$ использовался алгоритм программы DWUCK5 в приближении конечного радиуса взаимодействия. В расчетах волновой функции применялся потенциал Вудса-Саксона с геометрическими параметрами r_0 и a и с добавлением Томасовского спин-орбитального члена ($\Lambda=25$). В расчетах сечений были использованы ОП как для (^3He), так и для (^7Be) каналов из работы [81; с.1-26], которые представлены в табл. 3.6

Таблица 3.6

Параметры ОП, использованных в расчетах ММИВ для реакции $^{12}\text{C}(^3\text{He},^7\text{Be})^8\text{Be}$

канал	Энергия	V	r	a	W_D	r_D	a_D	r_C
	МэВ	МэВ	Фм	Фм	МэВ	Фм	Фм	Фм
$^7\text{Be}+^8\text{Be}$	41	225.0	1.28	0.50	19.6	1.65	0.71	1.4
$^{12}\text{C}+^3\text{He}$	41	221.9	1.28	0.50	19.0	1.40	0.70	1.4

Для реакции $^{12}\text{C}(^3\text{He},^7\text{Be})^8\text{Be}$ расчеты проведены для двух состояний ^7Be , основного и первого возбужденного ($E^*=0.430 \text{ МэВ}$). Для основного

состояния ${}^7\text{Be}$ брались значения $l=1$ и $j=3/2$, а для возбужденного состояния $l=1$ и $j=1/2$.

На рис. 3.19 представлен результат расчета функции R в зависимости от значения одночастичного АНК $b_{{}^7\text{Be}}$. Интервал изменения $b_{{}^7\text{Be}}$ соответствует вариации геометрических параметров потенциала Вудса-Саксона (r_0, a) в пределах $r_0=0.82-0.90$ Фм и $a=0.72-0.80$ Фм.

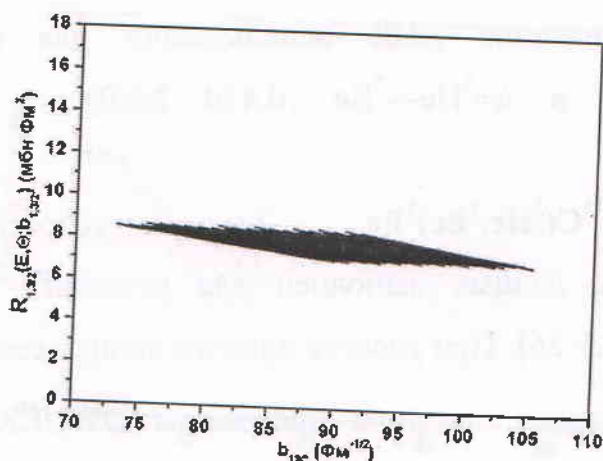


Рис. 3.19. Поведение тестовой функции $R(b)$ для реакции ${}^{12}\text{C}({}^3\text{He}, {}^7\text{Be}){}^8\text{Be}$ при энергии $E=41$ МэВ.

Как видно из этого рисунка, условие $R(E, \theta; b_{l,j}) = R(b)$ выполняется с хорошей точностью, что свидетельствует о периферийном характере передачи альфа-частицы в области главного максимума углового распределения. На рис. 3.20 приведены ДС, рассчитанные по программе DWUCK5 для передачи α -частицы с образованием ядра ${}^8\text{Be}$ с использованием вышеуказанных ОП при значениях геометрических параметров потенциала связанного состояния α -частицы в ядре ${}^{12}\text{C}$ $r_0 = 1.28$ Фм, $a = 0.65$ Фм со спин-орбитальным членом Томассовского вида ($\Lambda=25$).

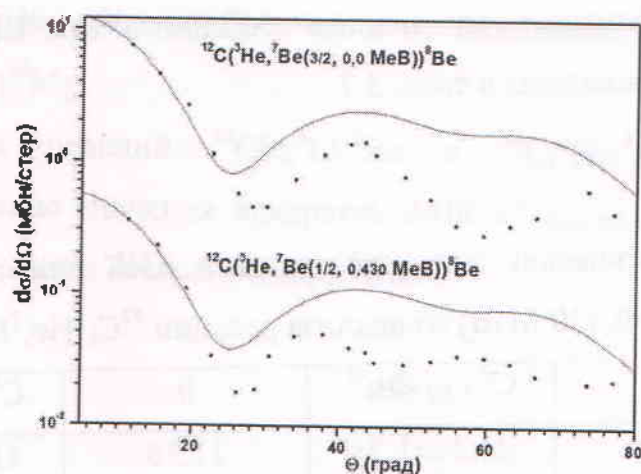


Рис. 3.20. Угловое распределения из реакции $^{12}\text{C}(^3\text{He}, ^7\text{Be})^8\text{Be}$ при энергии $E=41$ МэВ. Точки - экспериментальные значения [81; с.1-26], кривые - расчеты по ММИВ с использованием ОП входного и выходного каналов (см. табл. 3.6).

Расчеты показывают, что основной вклад в зависимость одночастичного сечения в области главного пика углового распределения (при углах рассеяния $\theta=11.6^\circ$ и $\theta=15.83^\circ$), от параметров r_0 и a , дает изменение одночастичной АНК $b_{7\text{Be}}(r_0, a)$. Если варьировать r_0 и a в широких пределах ($r_0=0.82-0.90$ Фм и $a=0.72-0.80$ Фм) относительно их стандартных значений ($r_0=0.86$ Фм и $a=0.76$ Фм) при условии, что $b_{7\text{Be}}(r_0, a) = \text{const}$, то «остаточная» зависимость $\sigma^{\text{MDWBA}}(E, \theta; b_{i,j})$ от r_0 и a оказывается достаточно слабой, и приводит к изменению значений $\sigma^{\text{DW}}(E, \theta; b_{i,j})$ не более, чем на 1.5%. Такое изменение параметров приводит к изменению значения одночастичного АНК в интервале $3.334 \leq b_{7\text{Be}}(r_0, a) \leq 3.923$ Фм $^{-1/2}$. В этом интервале изменения величины $b_{7\text{Be}}(r_0, a)$ функция $R_y(E, \theta)$ является практически постоянной относительно аргумента - переменной $b_{7\text{Be}}(r_0, a)$.

Это обстоятельство позволяет извлекать значения АНК для $\alpha+^3\text{He} \rightarrow ^7\text{Be}$ (осн) и $\alpha+^3\text{He} \rightarrow ^7\text{Be}$ (0,430 МэВ), используя экспериментальные ДС реакции $^{12}\text{C}(^3\text{He}, ^7\text{Be})^8\text{Be}$ с образованием ядра ^7Be в основном и возбужденном состояниях. При этом нами было использовано значения АНК для

$\alpha + {}^8\text{Be} \rightarrow {}^{12}\text{C}$ полученное из анализа реакции ${}^{12}\text{C}(d, {}^6\text{Li}){}^8\text{Be}$. Полученные значения АНК приведены в табл. 3.7.

Таблица 3.7

Феноменологические значения квадрата АНК для $\alpha + {}^3\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be}$ (осн) и $\alpha + {}^3\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be}^*$ ($E^* = 0.430$ МэВ) из анализа реакции ${}^{12}\text{C}({}^3\text{He}, {}^7\text{Be}){}^8\text{Be}$.

θ	$C^2_{1/2} \Phi\text{M}^{-1}$	θ	$C^2_{1/2} \Phi\text{M}^{-1}$
11.6	24.24 ± 1.21	11.36	18.49 ± 0.92
15.31	23.48 ± 1.24	15.31	18.66 ± 0.93
19.26	23.73 ± 1.25	19.26	19.01 ± 0.95
усредненное значение	23.83 ± 0.71	усредненное значение	18.71 ± 0.54

Выводы по главе III

Выполнен анализ в рамках ММИВ дифференциальных сечений реакций передачи протона ${}^{24}\text{Mg}({}^3\text{He}, d){}^{25}\text{Al}$, ${}^{24}\text{Mg}(d, n){}^{25}\text{Al}$, нейтрона ${}^{24}\text{Mg}(d, p){}^{25}\text{Mg}$, ${}^{25}\text{Mg}(d, t){}^{24}\text{Mg}$ и альфа частицы ${}^{12}\text{C}(d, {}^6\text{Li}){}^8\text{Be}$ и ${}^{12}\text{C}({}^3\text{He}, {}^7\text{Be}){}^8\text{Be}$ при нескольких энергиях налетающих частиц в области $\sim 5\text{-}10$ МэВ/нуклон. При этом использованы литературные и измеренные нами экспериментальные сечения.

Установлено, что все исследованные реакции, кроме ${}^{24}\text{Mg}(d, p){}^{25}\text{Mg}$, при рассмотренных энергиях являются периферийными в области главного максимума углового распределения вылетающей частицы.

Из анализа экспериментальных дифференциальных сечений реакций ${}^{24}\text{Mg}({}^3\text{He}, d){}^{25}\text{Al}$, ${}^{24}\text{Mg}(d, n){}^{25}\text{Al}$ и ${}^{25}\text{Mg}(d, t){}^{24}\text{Mg}$ извлечены феноменологические значения квадратов АНК $C^2_{25\text{Mg} \rightarrow 24\text{Mg}+n}$ и $C^2_{25\text{Al} \rightarrow 24\text{Mg}+p}$ для основных состояний конечных ядер ${}^{25}\text{Mg}$ и ${}^{25}\text{Al}$, при этом уточнены их значения, полученные ранее. Из анализа непериферийной реакции ${}^{24}\text{Mg}(d, p){}^{25}\text{Mg}$ извлечено корректное значение СФ для основного состояния

ядра ^{25}Mg в конфигурации $\{^{24}\text{Mg}+n\}$ с использованием АНК из анализа реакции $^{25}\text{Mg}(d,t)^{24}\text{Mg}$.

Из анализа реакций $^{12}\text{C}(d,^6\text{Li})^8\text{Be}$ и $^{12}\text{C}(^3\text{He},^7\text{Be})^8\text{Be}$ извлечены феноменологические значения квадратов АНК $C^2_{^7\text{Be} \rightarrow ^3\text{He} + \alpha}$ для основного и первого возбужденного состояний ядра ^7Be .

ГЛАВА IV. РАСЧЕТЫ АСТРОФИЗИЧЕСКИХ S-ФАКТОРОВ И СКОРОСТЕЙ РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА

§4.1. Метод АНК в ядерной астрофизике

Надежная оценка сечений и скоростей ядерно-астрофизических процессов нуклеосинтеза и энерговыделения в звездах и в первичном нуклеосинтезе является одной из наиболее актуальных проблем современной ядерной астрофизики (см., напр., обзоры [32; с.195-245. 82; с.289-298. 83; с.217-268]). Несмотря на достигнутый в последние годы значительный прогресс в области ядерной астрофизики [32; с.195-245], имеющиеся экспериментальные данные о сечениях ядерных процессов солнечной pp -цепочки, CNO и последующих циклов горения водорода в требуемой области энергий довольно скудны, и содержат большие экспериментальные погрешности.

Как отмечено выше, извлекаемые из анализа периферийных реакций феноменологические значения квадратов АНК практически не содержат модельной зависимости от геометрических параметров потенциала связанного состояния передаваемой частицы. В то же время именно они определяют абсолютную величину сечения любой периферийной реакции, механизмом которой является одноступенчатая передача или захват частицы. Это обстоятельство инициировало целое направление в расчетах принципиально периферийных ядерно-астрофизических реакций, для которых абсолютные величины сечений нерезонансных процессов параметризуются через АНК, а не через СФ [84; с.247-276]. Поэтому важно и интересно провести сопоставление прецизионных экспериментальных данных с современными теоретическими расчетами [29; с.035802-11. 85; с.60-65], используя надежные значения АНК, которые получены, в частности, из рассмотренных нами выше периферийных реакций передачи нуклона/ α -частицы.

При рассмотрении ядерно-астрофизических процессов с участием заряженных частиц в области малых относительных энергий (существенно ниже Кулоновского барьера) удобно и принято использовать понятие астрофизического S-фактора вместо сечения реакции, поскольку последнее экспоненциально уменьшается с уменьшением энергии, что неудобно для сопоставления экспериментальных и расчетных значений в его детальной энергетической зависимости. Астрофизический S-фактор (или просто S-фактор), $S(E)$ реакции радиационного захвата заряженной частицы связан с сечением реакций, $\sigma(E)$ следующим образом

$$S(E) = E e^{2\pi\eta} \sigma(E), \quad (4.1)$$

где $\eta = Z_A Z_a e^2 \mu_{Aa} / k$ – кулоновский параметр для Aa – рассеяния, и k – относительный импульс взаимодействующих частиц A и a , μ_{Aa} – приведенная масса и $E = k^2 / 2\mu_{Aa}$. В силу исключения множителя кулоновской проницаемости $e^{-2\pi\eta}$ астрофизический S-фактор является монотонной и слабо зависящей от энергии функцией, что существенно облегчает процедуру экстраполяции.

Для расчета реакций прямого радиационного захвата $A(p, \gamma)B$ и радиационного захвата, идущего через резонансные состояния $A(p, \gamma)B^*$, в последнем десятилетии развиты соответственно модифицированные двухчастичный потенциальный метод [84; с.247-276. 86; с.363-366. 87; с.1867-1870] и R-матричный подход [29; с.035802-11], которые позволяют использовать данные об АНК для корректных расчетов S-факторов ядерно-астрофизических реакций, существенно увеличивая точность расчетов.

Модифицированный двухчастичный потенциальный подход удобно применять, если реакция радиационного захвата $a+A \rightarrow B+\gamma$ является периферийной, а в рассматриваемой области энергий вклад резонансов мал.

При этом астрофизический S-фактор выражается через АНК $C_{Aa;l_B J_B}$, а не через спектроскопический фактор $Z_{Aa;l_B J_B}$ [84; с.247-276]:

$$S(E) = \left(\sum_{J_B} C_{Aa;l_B J_B}^2 \right) R_{l_B}(E, b_{Aa;l_B J_B}), \quad (4.2)$$

где

$$R_{l_B}(E, b_{Aa;l_B J_B}) = \tilde{S}_{l_B J_B}(E) / b_{Aa;l_B J_B}^2, \quad (4.3)$$

а $\tilde{S}_{l_B J_B}(E) = \sum_{\lambda} \tilde{S}_{l_B J_B \lambda}(E)$ — одночастичный астрофизический S-фактор, вычисляемый также с помощью выражения (4.1).

В модифицированном R-матричном подходе сечение радиационного захвата $A(a, \gamma)B$ в связанное состояние ядра B со спином J_f дается соотношением [88; с.369-396. 89; с.035801-6. 90; с.755-768]:

$$\sigma_{J_f}(E) = \frac{\pi}{4k^2} \sum_{\Pi, J_i, L} (2J_i + 1) |M_{\Pi, J_i, J_f, L}|^2 \quad (4.4)$$

Здесь J_i — полный угловой момент сталкивающихся ядер a и A в начальном состоянии, I и l_i — спин и относительный орбитальный момент начального канала, соответственно, L — мультипольность электромагнитного перехода, $k^2 = 2\mu_{aA}E$ и μ_{aA} — приведенная масса ядер a и A . $M_{\Pi, J_i, J_f, L}$ — амплитуда перехода, которая представляется в виде суммы резонансной ($M_{\Pi, J_i, J_f, L}^{(R)}$) и нерезонансной ($M_{\Pi, J_i, J_f, L}^{NR}$) амплитуд. При этом нерезонансная амплитуда нормируется через АНК [29; с.035802-11].

§4.2. Оценки S-факторов реакций ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ и ${}^{24}\text{Mg}(p, \gamma){}^{25}\text{Al}$ с использованием АНК

Результаты оценки S-факторов реакций ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$. Реакция радиационного захвата ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ является одним из основных звеньев в pp-цепочке горения солнечного водорода [32; с. 195-245. 83; с.217-268]. Его скорость при звездной температуре $T_6 \sim 15$ K, соответствующая Гамовскому пику ($E_G \sim 23$ кэВ), определяет, какой вклад в процесс горения водорода в солнечных pp-цепочках вносит ${}^7\text{Be}$ -ветвь [91; с.559-568]. При этом важной проблемой, в которой все еще остается много неопределенностей, является определение потока солнечных нейтрино. Около 75% потока нейтрино высокой энергии, генерируемых в Солнце, возникает как следствие реакций ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ и ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$ через β^+ -распады ядер ${}^7\text{Be}$ и ${}^8\text{B}$. Для проверки стандартной модели Солнца необходимо знание астрофизических S-факторов $S_{34}(E)$ и $S_{17}(E)$ с точностями около 2-3% при энергиях $E_{\text{с.т.}} \leq 25$ кэВ.

Нами выполнена оценка величины астрофизического S-фактора для ядерно-астрофизической реакции прямого радиационного захвата ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ при относительных энергиях $E=0$ и 23 кэВ с использованием соотношения $S_{34}(E) = R_{13/2}(E, b_{13/2})C_{3\text{He}\alpha;13/2}^2 + R_{11/2}(E, b_{11/2})C_{3\text{He}\alpha;11/2}^2$ [92; с.045807-14] и найденных в разделе 3.3 феноменологических значений АНК для ${}^7\text{Be} \rightarrow {}^3\text{He} + \alpha$. В табл. 4.1 приведены суммарные значения S-фактора реакции ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ при $E=0$ и 23 кэВ, полученные различными авторами в сравнении с нашей оценкой.

Таблица 4.1

Феноменологические значения АНК для $\alpha + {}^3\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be}$ (осн) и $\alpha + {}^3\text{He} \rightarrow {}^7\text{Be}^*$ ($E^* = 0.430$ МэВ) и суммарные значения $S_{34}(0)$ для реакции прямого радиационного захвата ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$, полученные в рамках различных методов

Метод	$C_{{}^3\text{He}\alpha;13/2}^2$ $\Phi\text{М}^{-1}$	$C_{{}^3\text{He}\alpha;11/2}^2$ $\Phi\text{М}^{-1}$	$S_{34}(0)$ ($S_{34}(23)$) кэВ бн	Лит.
ММИВ ${}^{12}\text{C}(d, {}^6\text{Li}){}^8\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}({}^3\text{He}, {}^7\text{Be}){}^8\text{Be}$	22.9 ± 0.7	18.0 ± 0.5	0.596 ± 0.017 (0.591 ± 0.017)	Наши данные [16; с.364]
МДТПМ ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ Set I	21.3 ± 0.30	14.6 ± 0.20	0.562 ± 0.008 (0.552 ± 0.008)	[92; с.045807-14]
Set II	24.1 ± 0.20	16.3 ± 0.20	0.628 ± 0.006 (0.616 ± 0.006)	
Set I+II	23.3 ± 1.65	15.9 ± 1.05	0.613 ± 0.044 (0.601 ± 0.051)	
R-матричный подход, ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$	14.4	14.4	0.51 ± 0.04	[93; с.203-236]
Combined approach			0.56 ± 0.02 (эксп.) ± 0.02 (теория)	[32; с.195-245]
<i>ab initio</i>			0.593	[94; с.042502-4]
по потоку нейтрино			0.556 ± 0.055 (0.548 ± 0.054)	[95; с.123526-7]
ДТПМ			0.585 (0.561)	[96; с.035802-9]

Учет связи каналов при анализе реакций передачи альфа-частицы, рассмотренных в разделе 3.3, должен привести к уменьшению на 3-4% значений квадратов АНК для обоих состояний конечного ядра ${}^7\text{Be}$. При этом значения $S_{34}(23 \text{ кэВ})$ будут хорошо согласовываться с оценкой величины S_{34} в работе [95; с.123526-7] через измеренный поток жестких солнечных нейтрино. Отметим, что значения полного S-фактора $S_{34}(0)$ и $S_{34}(23 \text{ кэВ})$ полученные в [92; с.045807-14] из экстраполяционных расчетов в рамках модифицированного двухтельного потенциального метода (МДТПМ) через АНК, найденные из первого набора экспериментальных данных (см. Set I в таблице 4.1) также близки к результатам работы [95; с.123526-7], тогда как использование второго набора дает существенно завышенные значения

S_{34} относительно наших и остальных результатов. Полученные в недавней работе [96; с.035802-9] значения для $S_{34}(0)$ и $S_{34}(23 \text{ кэВ})$ в рамках двухтельного потенциального метода (ДТПМ) также близки к нашим значениям. При этом авторами [96; с.035802-9] сделано предположение, что спектроскопические факторы ядра ${}^7\text{Be}$ в $(\alpha+{}^3\text{He})$ кластерных конфигурациях основного и первого возбужденного состояний равны 1. Вместе с тем, в [92; с.045807-14] показано, что СФ для этих состояний существенно больше 1.

В целом из сопоставления видно, что значения астрофизических S -факторов, рассчитанных с использованием полученных нами значений АНК хорошо согласуются с результатами работ [92; с.045807-14. 94; с.042502-4. 95; с.123526-7. 96; с.035802-9].

Расчет астрофизических S – факторов для ${}^{24}\text{Mg}(p,\gamma){}^{25}\text{Al}$

Реакция радиационного захвата ${}^{24}\text{Mg}(p,\gamma){}^{25}\text{Al}$ является одним из важных процессов горения водорода на различных этапах звездного нуклеосинтеза. В астрофизических сценариях предполагается, что обогащенность по ядрам ${}^{24}\text{Mg}$ и ${}^{27}\text{Al}$ заморожена вблизи их солнечной обогащенности в процессе второго, протон-обогащенного периода взрывного горения углерода. В течение этого периода ядра ${}^{24-26}\text{Mg}$ сгорают в реакциях радиационного захвата протона ${}^{24-26}\text{Mg}(p,\gamma){}^{25-27}\text{Al}$ с образованием в конечном итоге ядер ${}^{27}\text{Al}$. Температурный интервал взрывного горения углерода $1.8 < T_9 < 2.2$ ($0.50 < E_p^{\text{с.м.}} < 1.59 \text{ МэВ}$). Избыточная обогащенность изотопом ${}^{26}\text{Mg}$, обнаруженная в метеорите Allende 2 [97; с.21-25] относительно предсказываемой, требует уточнения путей наработки изотопа ${}^{26}\text{Al}$ [98; с.065803-6]. Кроме взрывного горения углерода, возможен MgAl цикл горения водорода, включая последовательность ${}^{24}\text{Mg}(p,\gamma){}^{25}\text{Al}(\beta^+ + \nu){}^{25}\text{Mg}(p,\gamma){}^{26}\text{Al}$ в процессе взрывного либо гидростатического нуклеосинтеза. Поэтому скорости вышеупомянутых реакций необходимо знать в широком диапазоне звездных температур [99; с.345-364].

Экспериментальные данные по радиационному захвату ${}^{24}\text{Mg}(p,\gamma){}^{25}\text{Al}$ в области малых энергий очень скудны, и представлены фактически только в

работе [100; с.519-532], причем они ограничены снизу энергией налетающих протонов ~ 600 кэВ и имеют несистематический характер, не проясняя резонансной структуры сечения. Экспериментальные ошибки велики (до 40% и выше), что не позволяет провести корректные расчеты скорости реакции при звездных температурах.

С использованием полученного нами значения АНК для связанного протона в основном состоянии ядра ^{25}Al ($J_f^\pi = 5/2^+, 0$) - см. гл. III, раздел 3.1, а также значений АНК для возбужденных связанных протонных состояний ($J_f^\pi = 1/2^+, E = 0.45$ МэВ), ($J_f^\pi = 3/2^+, E = 0.94$ МэВ) и ($J_f^\pi = 5/2^+, E = 1.79$ МэВ) из работы [78; с.1102-1108] был выполнен расчет астрофизических S-факторов захвата протона в эти состояния. Использовано программное обеспечение, созданное С.Б. Игамовым [29; с.035802-11] и реализующее алгоритм модифицированного R-матричного подхода, который позволяет корректно учитывать вклад прямого радиационного захвата протона через АНК с учетом резонансного захвата и интерференционных эффектов. При этом были учтены все резонансные радиационные переходы, относящихся к области относительных энергий $0 \leq E \leq 2.5$ МэВ [101; с.283-334]. Значение радиуса канала $r_c = 4.5$ Фм было выбрано таким, чтобы радиальные части волновых функций связанного состояния и состояния рассеяния одновременно вышли на свои асимптотики.

Результаты расчетов полного астрофизического S-фактора радиационных переходов в перечисленные состояния приведены на рис. 4.1. Экспериментальные данные по прямому радиационному захвату приведены из работы [52; с.402-412]. Получены экстраполированные к нулевой энергии значения полного астрофизического S-фактора $S(0) = 58.4$ кэВ·б, в том числе S-фактора для прямого радиационного захвата $S^{\text{dir}}(0) = 41.3$ кэВ·б. Последнее близко к значению $S^{\text{dir}}(0) = 30.0$ кэВ·б, полученному в работе [52; с.402-412].

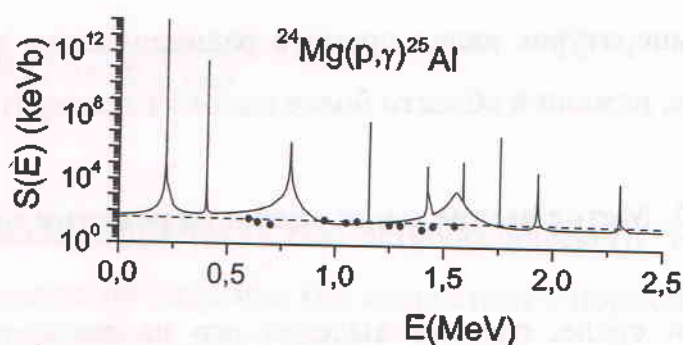


Рис. 4.1. Астрофизический S-фактор для реакции $^{24}\text{Mg}(p,\gamma)^{25}\text{Al}$. Штриховой линией показан вклад прямого радиационного захвата, рассчитанный с АНК, полученный в данной работе. Экспериментальные точки – из [52; с.402-412].

Полученные значения полного астрофизического S-фактора были использованы в расчете скорости данной реакции, представленном на рис. 4.2.

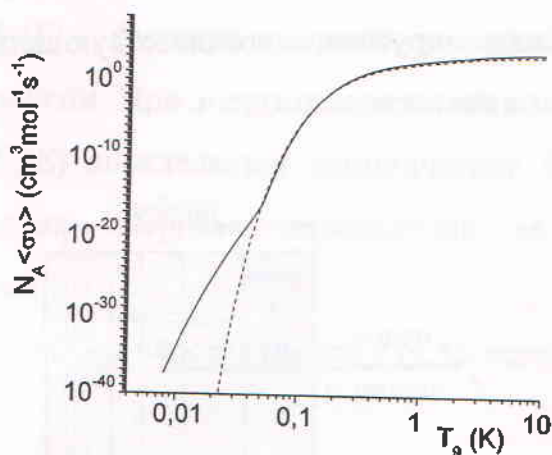


Рис. 4.2. Скорость реакции радиационного захвата $^{24}\text{Mg}(p,\gamma)^{25}\text{Al}$. Приведены результаты расчетов с АНК, полученные в данной работе (сплошная кривая) и данные из работы [52; с.402-412] (штриховая линия).

Как видно из рис. 4.2, в области температуры $T_9 > 0.05$ К, расчетные данные с использованием АНК, находятся в хорошем согласии с данными работы [102; с.035806-8], в то время как при более низких температурах наши данные превосходят последние. По-видимому, это связано с тем, что

при низких температурах вклад прямого радиационного захвата в скорость реакции больше, нежели в области более высокой температуры ($T_0 > 0.05$ K).

§4.3. Метод вычисления скорости реакции через выход

В звездной среде, где нет выделенного направления относительного движения взаимодействующих в плазме частиц a и A , ядерно-астрофизическую реакцию типа $A+a \rightarrow B+\gamma$ можно моделировать экспериментом, в котором на «толстую» мишень (толщина больше пробега частицы a), состоящую из ядер A падает пучок частиц a (см. рис. 4.3). При этом нужно обеспечить условие, что каждый i -ый слой мишени, содержащий $n \times dX_i$ ядер, облучается налетающими частицами с энергиями в диапазоне $E(X_i) - E(X_i) + dE$, но с интенсивностями, соответствующими dE -участкам Максвелловского (или другого, соответствующего звездной среде) распределения частиц a по энергиям.

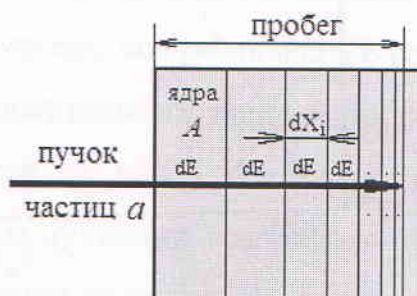


Рис. 4.3. Потери энергии частицы в толстой мишени.

Как показано в [46; с.302-307], информация об энергетической зависимости выхода реакции позволяет непосредственно определить ее скорость. Для пояснения используем следующее выражение для скорости реакции через распределение по энергиям относительного движения (здесь мы приводим его без фактора N_A , т. е. при единичной плотности ядер мишени):

$$\langle \sigma v \rangle_T = \int_0^{\infty} W_2(E) \times \sigma(E) dE, \quad (4.5)$$

где $W_2(E)$ – некая известная для астрономического объекта функция распределения частиц по энергиям (по скоростям) с нормой, равной единице – например, типа распределения Максвелла (см. рис. 4.4). Очевидно, что подынтегральная функция отлична от нуля лишь в конечном интервале энергий. Найдем производную по энергии от выражения для выхода (см. формулу (2.2) главы II) по начальной энергии:

$$\frac{d}{dE} Y(E) = W_1(E) \times \sigma(E) \quad (4.6)$$

где $W_1(E) = 1/S_x(E)$, $S_x(E)$ – функция удельных ионизационных потерь частиц пучка в веществе мишени. При энергиях существенно больших, чем энергии связи электронов, $S_x(E)$ определяется эмпирической формулой Бете-Блоха, однако при меньших энергиях определение ее значений является нетривиальной задачей.

Выражая из (4.6) $\sigma(E)$ и подставляя его в (4.5), получим:

$$\langle \sigma v \rangle_T = \int_0^{\infty} \frac{W_2(E)}{W_1(E)} \times \frac{d}{dE} Y(E) dE \quad (4.7)$$

Проинтегрируем (4.7) по частям

$$\langle \sigma v \rangle_T = \left| \frac{W_2(E)}{W_1(E)} \times Y(E) \right|_0^{\infty} - \int_0^{\infty} Y(E) \times \frac{d}{dE} \left[\frac{W_2(E)}{W_1(E)} \right] dE \quad (4.8)$$

Первый член выражения (4.8) равен нулю, т.к. в нуле и $W_2(0)$, и $Y(0)$ обращаются в нуль. На бесконечности $W_2(E \rightarrow \infty) = 0$, поскольку функция распределения Максвелла содержит экспоненту с отрицательным показателем $\sim -v^2$, а величина Y ограничена. Тогда

$$\langle \sigma v \rangle_T = \int_0^{\infty} Y(E) \times \frac{d}{dE} \left[-\frac{W_2(E)}{W_1(E)} \right] dE \quad (4.9)$$

Таким образом, скорость реакции выражается не через энергетическую зависимость сечения (или астрофизических S-факторов), а через энергетическую зависимость выхода реакции. Реально энергетическая зависимость нужна лишь в конечном интервале относительных энергий $E_{min} + E_{max}$ взаимодействующих частиц a и A (заштрихованная область на рис. 4.4), в котором и нужно знать выход реакции на толстой мишени как функцию энергии.

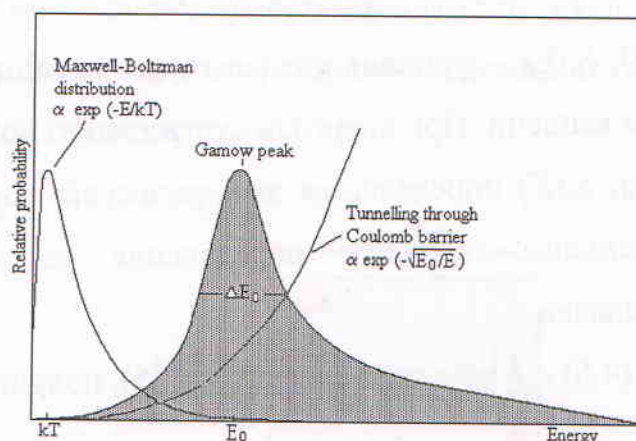


Рис. 4.4. Энергетическая область, где в основном протекает реакция в звездной среде.

Ниже приведем алгоритм программы расчета скорости бинарной реакции $A(a,\gamma)B$ в соответствии с вышеописанным подходом. Поскольку выход реакции $Y(E)$ определяется экспериментальным путем, его значения имеют дискретный характер. Т.е. в расчетах интеграл заменяется суммой

$$N_A \langle \sigma v \rangle_T = N_A \sum_{i=1}^N Y(E_i) W'(E_i) \Delta E_i, \quad (4.10)$$

где $W(E_i) = -\frac{W_2(E_i)}{W_1(E_i)}$.

§4.4. Расчет скорости реакции $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ через энергетическую зависимость ее выхода

Имеющиеся экспериментальные данные по выходу реакции $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ [41; с.1219-1221. 46; с.302-307] и результаты наших измерений (сплошные кружки) представлены на рис. 4.5.

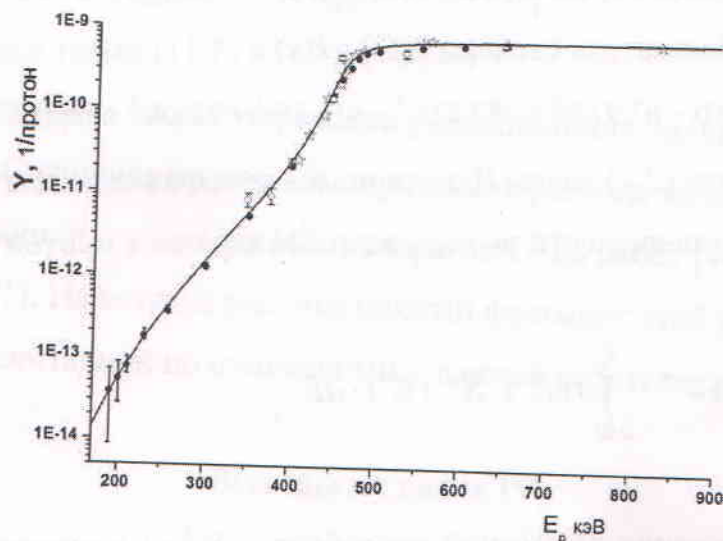


Рис. 4.5. Энергетическая зависимость выхода реакции $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$. Сплошные кружки наши измерения [33; с.17-23], пустые звезды из работы [41; с.1219-1221] и пустые кружки взяты из работы [46; с.302-307].

Статистические ошибки в виде «усов» показаны, если они превышают размер экспериментальных точек. Сплошная кривая - наша эмпирическая аппроксимация энергетической зависимости выхода, основанная на всех имеющихся экспериментальных данных, включая астрофизические S -факторы [29] и полные поперечные сечения [39; с.197-204. 40; с.194-196. 42; с.550-553. 103; с.569-573] в области 1-го резонанса ($E_r = 0.457$ МэВ) в системе

$\{^{13}\text{N} = ^{12}\text{C} + p\}$. Для этого энергетическая зависимость полного поперечного сечения аппроксимирована эмпирической формулой (в микробарнах):

$$\sigma(E') = W \frac{(E')^{k(E')}}{(E' - E_r)^2 + (\Gamma/2)^2}, \quad (4.11)$$

которая хорошо описывает имеющиеся экспериментальные данные в пределах энергетического интервала $0.080 \text{ МэВ} < E' < 1.0 \text{ МэВ}$, и находится в хорошем согласии с экстраполируемыми данными, опубликованными в работе [29; с.035802-11] вплоть до энергий $E' \sim 0.020 \text{ МэВ}$. Здесь $W = 0.417$, $\Gamma = 0.0395 \text{ МэВ}$. Показатель степени $k(E') = k(x)$ в (4.11) имеет следующий вид:

$$k(x) = 5.0935 - 2.691x - 67.975x^2 + 282.825x^3 - 415.35x^4 + 226.4x^5 + \exp(2.2 - 53.2x + 56.15x^2)$$

Согласно формуле (2.2) главы II эмпирическое выражение для приближенной энергетической зависимости выхода ядер ^{13}N ядра на 1 протон таково:

$$Y(E) = 5 \cdot 10^{-8} \cdot \int_{0.02}^E \sigma(E') \cdot S^{-1}(E') \cdot dE', \quad (4.12)$$

где обратное значение тормозной способности $S^{-1}(x)$ в углероде [104; с.321] аппроксимируется в пределах упомянутого выше энергетического интервала в виде:

$$S^{-1}(x) = 9.72 \cdot 10^{-4} + 4.14 \cdot 10^{-3}x - 8.23 \cdot 10^{-4}x^2 + 2.26 \cdot 10^{-3} \cdot \exp(-52x)$$

Можно видеть (рис. 4.6), что найденная аппроксимирующая энергетическая зависимость выхода находится в хорошем согласии с совокупностью имеющихся экспериментальных данных. При этом наших экспериментальные данные хорошо коррелируют с другими опубликованными данными (как по полным поперечным сечениям, так и по выходам реакции) в пределах всего диапазона измерений.

На рис. 4.6 показана зависимость скорости реакции $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$, рассчитанной с помощью совокупности всех экспериментальных данных по

выходу реакции $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ (включая прямые измерения выхода и пересчитанные из экспериментальным данным по сечениям).

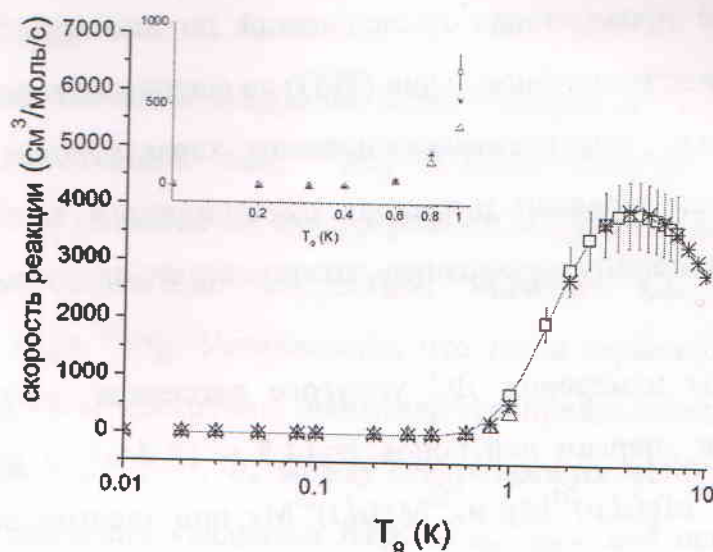


Рис. 4.6. Зависимость скорости реакции радиационного захвата $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ от температуры. Сплошная кривая - эмпирические расчеты из работы [46; с.302-307], треугольники - наши данные, квадратики - из работ [46; с.302-307. 41; с.1219-1221]. На вставке рисунка показан фрагмент этой зависимости, рассчитанной по измеренным в данной работе выходам.

Выводы по главе IV

В рамках модифицированных двухчастичного потенциального и R-матричного подходов приведены оценки энергетических астрофизических S-факторов реакций $^3\text{He}(\alpha,\gamma)^7\text{Be}$ и $^{24}\text{Mg}(p,\gamma)^{25}\text{Al}$ с феноменологическими значениями АНК $\alpha+^3\text{He}\rightarrow^7\text{Be}_{\text{о.с.}}$, $\alpha+^3\text{He}\rightarrow^7\text{Be}$ (0.430 МэВ), $p+^{24}\text{Mg}\rightarrow^{25}\text{Al}_{\text{о.с.}}$, полученными нами из анализа реакций передачи α -частицы и протона.

Показано, что рассчитанные значения астрофизических S-факторов хорошо воспроизводят экспериментальных данных.

Построена эмпирическая зависимость выхода реакции $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ от энергии и с ее использованием рассчитана зависимость скорости этой реакции от температуры.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основе проведенных исследований по диссертации на соискание ученой степени доктора философии (PhD) по физико-математическим наукам на тему «Определение спектроскопических характеристик ядер ${}^7\text{Be}$, ${}^{25}\text{Mg}$, ${}^{25}\text{Al}$ из реакции передачи и выхода радиационного захвата ${}^{12}\text{C}+p$, и их применение в ядерной астрофизике» можно сделать следующие выводы.

- Выполнены измерения ДС упругого рассеяния дейтронов на ядрах ${}^{24,25}\text{Mg}$ при энергии дейтронов $E=14.5$ и 18 МэВ и реакций передачи нейтрона ${}^{24}\text{Mg}(d,p){}^{25}\text{Mg}$ и ${}^{25}\text{Mg}(d,t){}^{24}\text{Mg}$ при энергии дейтронов $E=14.5$ МэВ в передней полусфере углов вылета.
- Разработана оригинальная версия метода активации для прецизионных измерений выходов и сечений ядерных реакций при низких энергиях, представляющих интерес для ядерной астрофизики. Создано соответствующее программное обеспечение набора и обработки информации, позволяющее в автоматическом режиме извлекать из экспериментальных данных значения выходов (сечений);
- На выведенном пучке электростатического ускорителя ЭГ-2 в сотрудничестве создана экспериментальная установка, реализующая разработанный метод активации, установлены ее основные характеристики и продемонстрирована работоспособность методики;
- Выполнены измерения выходов астрофизически важной реакции ${}^{12}\text{C}(p,\gamma){}^{13}\text{N}$ в диапазоне энергий $190 \leq E \leq 650$ кэВ, получены новые прецизионные данные по выходу реакции при более низких энергиях и рассчитаны скорости реакции;
- В рамках ММИВ выполнен анализ реакций передачи протона ${}^{24}\text{Mg}({}^3\text{He},d){}^{25}\text{Al}$, ${}^{24}\text{Mg}(d,n){}^{25}\text{Al}$, нейтрона ${}^{24}\text{Mg}(d,p){}^{25}\text{Mg}$, ${}^{25}\text{Mg}(d,t){}^{24}\text{Mg}$ и альфа частицы ${}^{12}\text{C}(d,{}^6\text{Li}){}^8\text{Be}$ и ${}^{12}\text{C}({}^3\text{He},{}^7\text{Be}){}^8\text{Be}$ при различных энергиях налетающих частиц и установлено, что эти реакции при рассмотренных

энергиях являются периферийными в области главного максимума углового распределения вылетающей частицы, за исключением реакции $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$;

- Определены значения квадратов АНК $C^2_{^{25}\text{Mg} \rightarrow ^{24}\text{Mg}+n}$ и $C^2_{^{25}\text{Al} \rightarrow ^{24}\text{Mg}+p}$ для основных состояний ядер ^{25}Mg и ^{25}Al . Показано, что реакция $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$ является не периферийной. С учетом полученной АНК $C^2_{^{25}\text{Mg} \rightarrow ^{24}\text{Mg}+n}$ извлечено корректное значение СФ для основного состояния ядра ^{25}Mg . Установлено, что пары зеркальных ядер ^{25}Mg и ^{25}Al в основном состоянии выполняются предсказанное теоретически соотношение $C_p^2/C_n^2 = b_p^2/b_n^2$ между квадратами их АНК;
- Получены значения квадратов АНК $C^2_{^7\text{Be} \rightarrow ^3\text{He}+\alpha}$ для основного ($J^\pi=3/2^-$, $E^*=0.0$ МэВ) и первого возбужденного состояний ($J^\pi=1/2^-$, $E^*=0.430$ МэВ) ядра ^7Be и астрофизического S-фактора реакции $^3\text{He}(\alpha,\gamma)^7\text{Be}$ при $E=0$ и 23 кэВ.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Deltuva A., Ross A., Norvaišas E., Nunes F.M. Role of core excitation in (d,p) transfer reactions // *Physical Review C - American Physical Society (USA)*, 2016. -V.94. -id. 044613. – 6 p.
2. Bailey G.W., Timofeyuk N.K., Tostevin J.A. Sensitivity of (d,p) reactions to high n-p momenta and the consequences for nuclear spectroscopy studies // *Physical Review Letters – American Physical Society (USA)*, 2016. -V.117. -id.162502. – 5 p.
3. Bailey G.W., Timofeyuk N.K., Tostevin J.A. Nonlocal nucleon-nucleus interactions in (d,p) reactions: Role of the deuteron D state // *Physical Review C - American Physical Society (USA)*, 2017. -V.95. -id.024603. – 10 p.
4. Titus L.J., Nunes F.M., Potel G. Explicit inclusion of nonlocality in (d,p) transfer reactions // *Physical Review C - American Physical Society (USA)*, 2016. -V.93. -id.014604. – 11 p.
5. Yuen Sim N., Kazuki Y., Kosho M., Kazuyuki O. Microscopic effective reaction theory for deuteron-induced reactions // *Physical Review C - American Physical Society (USA)*, 2016. -V.94. -id.044619. – 6 p.
6. Kazuyuki O. Kazuki Y. Applicability of the continuum-discretized coupled-channels method to the deuteron breakup at low energies // *Physical Review C - American Physical Society (USA)*, 2016. -V.94. -id.051603(R). – 4 p.
7. Pinkston W.T., Satchler G.R. Form factors for nuclear stripping reactions // *Nuclear Physics – Elsevier (Netherlands)*, 1965. -V.72. -p.641 – 656
8. Sakuta S.B., Burtebaev N., Artemov S.V., Yarmukhamedov R. Channel coupling and exchange of an alpha-particle cluster in deuteron scattering on ${}^6\text{Li}$ nuclei // *Physics of Atomic Nuclei – Moscow*, 2012. -vol.75. -Issue 7. -p.785- 797
9. Burtebayev N., Burtebayeva J.T., Glushchenko N.V., et al. Effects of t- and α -transfer on the spectroscopic information from the reaction ${}^6\text{Li}({}^3\text{He},d){}^7\text{Be}$ // *Nuclear Physics A - Elsevier (Netherlands)*, 2013. -V.909. - Issue 1. -p.20-35

10. Gulamov I.R., Mukhamedzhanov A.M., Nie G.K. Method for selecting peripheral reactions dominated by the pole mechanism: Analysis of (d,t) reactions on 1p-shell and ^{19}F nuclei // Physics of Atomic Nuclei – Moscow, 1995. -V.58. -Issue 10. -p.1689-1695
11. Artemov S.V., Gulamov I.R., Zaparov E.A., et al. The analysis of (^3He ,d) reactions on 1p-shell nuclei by the method combining DWBA with dispersion approach // Physics of Atomic Nuclei – Moscow, 1996. -V.59. -№3. -p.428-438
12. Блохинцев Л.Д., Борбей И., Долинский Е.А. Ядерные вершинные константы // Физика элементарных частиц и атомного ядра – Москва, 1977. -№8. -с.1189-1245
13. Mukhamedzhanov A.M., Clark H.L., Gagliardi C.A., et al. Asymptotic normalization coefficients for $^{10}\text{B} \rightarrow ^9\text{Be} + p$ // Physical Review C - American Physical Society (USA), 1997. -V.56. -Issue 3. -p.1302-1312
14. Artemov S.V., Bajajin A.G., Igamov S.B., et al. Nuclear asymptotic normalization coefficients for $^{14}\text{N} \rightarrow ^{13}\text{C} + p$ configurations and astrophysical S factor for radiative proton capture // Physics of Atomic Nuclei – Moscow, 2008. -V.71. -Issue 6. -p.998-1011
15. Tojiboev O.R., Yarmukhamedov R., Artemov S.V., Sakuta S.B. Asymptotic normalization coefficients for $^7\text{Be} + p \rightarrow ^8\text{B}$ from the peripheral $^7\text{Be}(d,n)^8\text{B}$ reaction and their astrophysical application // Physical Review C - American Physical Society (USA), 2016. -V.94. -id.054616. – 15 p.
16. Yarmukhamedov R., Tojiboev O.R., Artemov S.V. Asymptotic normalization coefficients for $\alpha + ^3\text{He} \rightarrow ^7\text{Be}$ from the peripheral α -particle transfer reactions and their astrophysical application. IL NUOVO CIMENTO C - Bologna (Italy), 2016. -V.39. -p.364
17. Kunz P.D. Computer code DWUCK5 // <http://spot.colorado.edu/~kunz/DWBA.html>.

18. Артемов С.В., Запаров Э.А., Ни Г.К. Асимптотические нормировочные коэффициенты для легких ядер из реакций передачи протона // Известия РАН, серия физическая – Россия, 2003. -т.67. -№11. -с.1577-1582
19. Артемов С.В., Бажажин А.Г., Бактыбаев М.К., и др. Камера рассеяния для измерения сечений ядерных реакций в предельно малых углах на выведенном пучке изохронного циклотрона У-150М // Известия МОН РК, НАН РК, Сер. физ.-мат., - Казахстан, 2006. -№6. -с.61-64
20. Артемов С.В., Бажажин А.Г., Буртебаев Н., и др. Двумерный анализатор на микроконтроллерах для идентификации и спектрометрии заряженных частиц // Приборы и техника эксперимента – Россия, 2009. -№1. -с.168-170
21. Артемов С.В., Якушев В.П., Караходжаев А.А., Корахужаев А.А. Свидетельство об официальной регистрации программы для электронно-вычислительных машин № DGU 02401 “Программа автоматического чтения и просмотра двумерных матриц Win_EDE”
22. Artemov S.V., Radyuk G.A., Karakhodzhaev A.A., Abdullaeva Ya.S., Yakushev V.P. Method for determining the depleted zone thickness in silicon charged particle detectors // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics – Russian Federation, 2009. -V.73. -No4. -p.502-505
23. Rolfs C.E., Rodney W.S. Cauldrons in the Cosmos // University of Chicago Press, Chicago (USA), -1988. -550 p.
24. Hutcheon D.A., et al., The DRAGON facility for nuclear astrophysics at TRIUMF-ISAC // Nuclear Physics A - Elsevier (Netherlands), 2003. -V.718. -p.515-517
25. Smith M.S., Rehm K.E. Nuclear Astrophysics Measurements with Radioactive Beams // Annual Review of Nuclear and Particle Science - Annual Reviews Inc. (USA), 2001. -V.51. -p.91-130
26. Bordeanu C., et al., Activation measurement of the ${}^3\text{He}(\alpha, \gamma){}^7\text{Be}$ reaction cross section at high energies // Nuclear Physics A - Elsevier (Netherlands), 2013. - V.908. -p.1-11

27. Hutcheon D.A., et al., The DRAGON facility for nuclear astrophysics at TRIUMF-ISAC: design, construction and operation // Nuclear Instruments and Methods A - Elsevier (Netherlands), 2003. -V.498. -p.190-210
28. Arazi et al., Magnesium suppression for Al measurements using AlO ions // Nuclear Instruments and Methods B - Elsevier (Netherlands), 2004. V.223. - p.259-262
29. Burtebaev N., Igamov S.B., Peterson R.J., Yarmukhamedov R., Zazulin D.M. New measurements of the astrophysical S factor for $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ reaction at low energies and the asymptotic normalization coefficient (nuclear vertex constant) for the $p+^{12}\text{C}\rightarrow^{13}\text{N}$ reaction // Physical Review C - American Physical Society (USA), 2008. -V.78. -id.035802. – 11 p.
30. Adelberger E.G., et al. Solar fusion cross sections // Reviews of Modern Physics - American Physical Society (USA) 1998. -V.70. -p.1265-1292
31. Angulo C., et al., A compilation of charged-particle induced thermonuclear reaction rates // Nuclear Physics A - Elsevier (Netherlands), 1999. -V.656. - p.3-183
32. Adelberger E.G., et al., Solar fusion cross sections. II. The pp chain and CNO cycles // Reviews of Modern Physics - American Physical Society (USA), 2011. -V.83. -p.195-245
33. Artemov S.V., Igamov S.B., et al., A Modified activation method for reaction total cross section and yield measurements at low astrophysically relevant energies // Nuclear Instruments and Methods in Physical Research A - Elsevier (Netherlands), 2016. -V.825. -p.17-23
34. <http://phys.rsu.ru/web/nuclear/actanaliz.htm>
35. Artemov S.V., Zhuraev O.Sh., Karakhodzhaev A.A., et al., An automated technique for identifying and measuring activities of short-lived radionuclides // Instruments and Experimental Techniques – Russian Federation, 2013. - V.56. No2. -p.205 – 208

36. Aliev M.K., Alimov G.R., Baratbayev Sh.S., и др., Аналитический комплекс на базе электростатического ускорителя «Сокол» // *Uzbek Journal of Physics* – Tashkent, 2008. -V.10. -№6. -p.410
37. Switkowski Z.E., Parker P.D. A method for the measurement of proton beam energies below 400 keV // *Nuclear Instruments and Methods* – North-Holland Publishing Co. (Amsterdam), 1975. -V.131. -p.263-266
38. Formicola A., et al., The LUNA II 400kV accelerator // *Nuclear Instruments and Methods A* - Elsevier (Netherlands), 2003. -V.507. -p.609-616
39. Hall R., Fowler W.A. The cross section for the radiative capture of protons by ^{12}C near 100 keV // *Physical Review* - American Physical Society (USA), 1950. -V.77. -p.197-204
40. Bailey C.L., Stratton W.R. Cross section of the $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ reaction at low energies // *Physical Review* - American Physical Society (USA), 1950. -V.77. -p.194-196
41. Seagrave J.D. The thick target yield of the reaction $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N} (\beta^+)^{13}\text{C}$ // *Physical Review* - American Physical Society (USA), 1951. -V.84. -p.1219-1221
42. Lamb W.A.S., Hester R.E. Radiative capture of protons in carbon from 80 to 126 keV // *Physical Review* - American Physical Society (USA), 1957. -V.107. -p.550-553
43. Hebbard D.F., Vogl J.L. Elastic scattering and radiative capture of protons by ^{13}C // *Nuclear Physics* - Elsevier (Netherlands), 1960. -V.21. -p.652-675
44. Vogl J.L. Thesis, California Institute of Technology, -1963
45. Rolfs C., Azuma R.E. *Interference effects in $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ and direct capture to unbound states* // *Nuclear Physics A* - Elsevier (Netherlands), 1974. -V.227. -p.291-308
46. Roughton N.A., Fritts M.J., Peterson R.J., Zaidins C.S., Hansen C.J. Thermonuclear reaction rates derived from thick target yields // *Astrophys. J.* – Institute of Physics Publishing (USA), 1976. -V.205. -p.302-307

47. Nie G.K., Artemov S.V. Neutron and proton asymptotic coefficients for symmetric and mirror nuclei // Bulletin of Russian Academy of Sciences: Physics – Allerton Press, Inc. 2007. -V.71. -p.1762-1764
48. Titus L.J., Capel P., Nunes F.M. Asymptotic normalization of mirror states and the effect of couplings // Physical Review C - American Physical Society (USA), 2011. -V.84. -id.035805. – 7 p.
49. Timofeyuk N.K., Descouvemont P. Asymptotic normalization coefficients for mirror virtual nucleon decays in a microscopic cluster model // Physical Review C - American Physical Society (USA) 2005. -V.71. -id.064305.– 13 p.
50. Mertens B., Mayer-Borick C., Kattenborn H. j -dependence in $l=2$ ($^3\text{He},d$) reactions on ^{24}Mg , ^{28}Si and ^{30}Si // Nuclear Physics A - Elsevier (Netherlands), 1970. -V.158. -p.97-109
51. Abdallah A.K., Udagawa T., Tamura T. Coupled-Channel-Born-Approximation Analysis of One-Nucleon Transfer Reactions to Mg and Al // Physical Review C - American Physical Society (USA), 1973. -V.8. -p.1855-1865
52. Peterson R.J., Ristinen R.A. The ($^3\text{He},d$) reaction on ^{24}Mg and ^{28}Si at 38.5 MeV // Nuclear Physics A - Elsevier (Netherlands) 1975. -V.246. -p.402-412
53. Entezami F., Basak A.K., Karban O., Lewis P.M., Roman S. Interactions of polarized ^3He particles with ^{24}Mg // Nuclear Physics A - Elsevier (Netherlands), 1981. -V.366. -p.1-12
54. Fuchs H., Grabisch K., Kraaz P., Roschert G. Study of states in ^{25}Al and ^{26}Al by the $^{24}\text{Mg}(d,n)$ and $^{25}\text{Mg}(d,n)$ reactions // Nuclear Physics A - Elsevier (Netherlands), 1968. -V.110. -p.65-80
55. Bucciono S.G., Gemmell D.S., Lee L.L., Schiffer J.P., Smith A.B. The (d,n) reaction on ^{24}Mg and ^{28}Si // Nuclear Physics - North-Holland Publishing Co. (Amsterdam), 1966. -V.86. -p.353-362
56. Vernotte J., Bereier G. Spectroscopic factors from one-proton stripping reactions on sd-shell nuclei: experimental measurements and shell-model

- calculations // Nuclear Physics A - Elsevier (Netherlands), 1994. -V.571. - №1. -p.1-42
57. Haixia An and Chonghai Cai Global deuteron optical model potential for the energy range up to 183 MeV // Physical Review C - American Physical Society (USA), 2006. -V.73. -id.054605. – 9 p.
 58. Perey C.M., Perey F.G. Compilation of phenomenological optical-model parameters 1954–1975 // Atomic data and nuclear data tables -1976, V.17, p.1-101
 59. Koning A.J., Delaroche J.P. Local and global nucleon optical models from 1 keV to 200 MeV // Nuclear Physics A - Elsevier (Netherlands), 2003. -V.713. -p.231-310
 60. Nollett K.M., Wiringa R.B. Asymptotic normalization coefficients from *ab initio* calculations // Physical Review C - American Physical Society (USA), 2011. -V.83. -id.041001(R). -5 p.
 61. Hamburger A.I. Analysis of (d,t) Pick-Up Reactions // Physical Review C - American Physical Society (USA), 1960. V.118. -№5. -p.1271-1278
 62. Gulamov I.R., Mukhamedzhanov A.M., Nie G.K., Pak E.A., Romanovsky E.A. Abstracts of 40th Ann. Conference of Nuclear Spectroscopy Structure Atomic Nuclei – Leningrad, 1990. p.324
 63. Артемов С.В. и др., Асимптотические нормировочные коэффициенты из анализа реакции $^{25}\text{Mg}(d,t)^{24}\text{Mg}$ // Узбекский Физический Журнал – Ташкент, 2009. -Т.11. -№3. -с.166-172
 64. Middleton R., Hinds S. Angular distributions of the protons from the $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$ reaction measured with a multi-channel magnetic spectrograph // Nuclear Physics - North-Holland Publishing Co. (Amsterdam), 1962. -V.34. -p.404-423
 65. Gujes B. Studies of ^{25}Mg , ^{26}Mg , and ^{27}Mg Nuclei With (d,p) Reactions // Physical Review - American Physical Society (USA), 1964. -V.136. -p.1305-1324

66. Hosono K. *j*-Forbidden (*d,p*) Stripping Reactions on ^{12}C , ^{16}O and ^{24}Mg // Journal of the Physics Society of Japan - Nihon Butsuri Gakkai, 1968. -V.25. -p.36-51
67. Schultz H., et al., A generalized DWBA model applied to the $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$ reaction at $E_d = 13.5$ MeV // Nuclear Physics A - North-Holland Publishing Co. (Amsterdam), 1970. -V.159. -p.324-336
68. Scheib U., Hoffmann A., Phillipp G., Volger F. The effect of the potential parameters on the spectroscopic factors of the $^{24}\text{Mg}(d,p)^{25}\text{Mg}$ reaction // Nuclear Physics A - North-Holland Publishing Co. (Amsterdam), 1973. - V.203. -p.177-192
69. Токаревский В.В., Щербин В.Н. Реакции срыва (*d,p*) на изотопах $^{24,25}\text{Mg}$ при энергии дейтронов 13.6 МэВ // Ядерная Физика – Москва, 1975. - Т.22. -вып.5. -с.917-923
70. Bommer J., et al., Stripping to unbound states of ^{25}Mg and ^{33}S : combined analysis of (*d,p*) spectra and the total neutron cross section of ^{24}Mg and ^{32}S // Nuclear Physics A - North-Holland Publishing Co. (Amsterdam), 1976, - V.263, -p.93-108
71. Артемов С.В., Буртебаев Н., Игамов С.Б., Караходжаев А.А., Тожибоев О.Р., Юлдашев Б.С. Анализ реакций передачи нуклона с участием изотопов магния и алюминия // Доклады Академии Наук Республики Узбекистан – Ташкент, 2018. -№3. -с.38-43
72. Pang D.Y., et al., Global optical model potential for $A=3$ projectiles // Physical Review C - American Physical Society (USA), 2009. -V.79. - id.024615.-21 p.
73. Crawley G.M. Inelastic Scattering in the 2s-1d Shell. II. Odd-A Nuclei // Physical Review - American Physical Society (USA) 1968. -V.167. -p.1070-1090
74. Hinterberger F., Mairle G., Schmidt-Rohr U., Wagner G.J. Elastic scattering of 52 MeV deuterons // Nuclear Physics A - North-Holland Publishing Co. (Amsterdam), 1968. -V.111. -p.265-288

75. Trost H.J., Lezoch P., Strohbush U. Simple optical model treatment of the elastic ^3He scattering // Nuclear Physics A - North-Holland Publishing Co. (Amsterdam), 1987. -V.462. -N2. -p.333-357
76. Becchetti F.D. Jr., Greenlees G.W. In polarization phenomena in nuclear reactions, edited by Barschall H.H., Haeberli W. (University of Wisconsin Press, Madison), 1971. - 682 p.
77. Goncharov S.A. et al., Nuclear vertex constants, spectroscopic factors and the Distorted-Wave Born Approximation // Soviet Journal of Nuclear Physics – Moscow, 1982. -V.35. -p.383-396
78. Artemov S.V., et al., Estimates of the astrophysical s-factors for proton radiative capture by ^{10}B and ^{24}Mg nuclei using the ANCs from proton transfer reactions // International Journal of Modern Physics E - World Scientific Publishing Co. 2010. -V.19. -Nos 5&6. -p.1102-1108
79. Bedjidian M., Chevalier V., et al., Réactions ($d, ^6\text{Li}$) à 28 MeV sur quelques noyaux légers // Nuclear Physics A - North-Holland Publishing Co. (Amsterdam), 1972. -V.189. -N2. -p.403-408
80. Kukulin V.I., Pomerantsev V.N., Razikov Kh.D., et al., Detailed study of the cluster structure of light nuclei in a three-body model (IV). Large space calculation for $A \leq 6$ nuclei with realistic nuclear forces // Nuclear Physics A - Elsevier (Netherlands), 1995. -V.586. -N1. -p.151-189
81. Rahman Md.A., et al., The ($^3\text{He}, ^7\text{Be}$) reaction on light and medium mass nuclei // Miramare- Trieste, 1991, -p.1-26
82. Rehm K.E. Experiments in Nuclear Astrophysics // Nuclear Physics A - Elsevier (Netherlands), 2007. -V.787. -p.289-298
83. Yarmukhamedov R., Tursunmahatov Q.I. The Universe Evolusion: Astrophysical and nuclear aspects. Nova publication, New York, USA, Chapter 6, -2013, -p.217-268
84. Igamov S.B., Yarmukhamedov R. Modified two –body potential approach to the peripheral direct capture astrophysical $a+A \rightarrow B + \gamma$ reaction and

- asymptotic normalization coefficients // Nuclear Physics A - Elsevier (Netherlands), 2007. -V.781. -p.247-276
85. Artemov S.V. et al., Influence of the three-body coulomb effects on extracted value of nuclear vertex constants from transfer reactions // Izvestiya RAN (Bull. Russ. Acad. Sci.) Ser. Fiz. – Russian Federation, 2002. -V.66. -p.60-65
 86. Kim K.H., Park M.H., Kim B.T. Radiative capture reaction ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$ at low energies // Physical Review C - American Physical Society (USA), 1987. - V.35. -p.363-366
 87. Robertson R. G.H., et al., Observation of the capture reaction ${}^2\text{H}(\alpha,\gamma){}^6\text{Li}$ and its role in production of ${}^6\text{Li}$ in the Big Bang // Physical Review Letters - American Physical Society (USA), 1981. -V.47. -p.1867-1870
 88. Barker F.C., Kajino T. The ${}^{12}\text{C}(\alpha,\gamma){}^{16}\text{O}$ cross section at low energies // Australian Journal of Physics – Australia, 1991. -V.44. -p.369-396
 89. Sattarov A., Mukhamedzhanov A.M., et al., Astrophysical S factor for ${}^9\text{Be}(p,\gamma){}^{10}\text{B}$ // Physical Review C - American Physical Society (USA), 1999. - V.60. -id.035801.-6 p.
 90. Angulo C., Descouvemont P. The ${}^{14}\text{N}(p,\gamma){}^{15}\text{O}$ low-energy S-factor // Nuclear Physics A - Elsevier (Netherlands), 2001. -V.690. -p.755-768
 91. Bahcall J.N., Bahcall N.A., Ulrich R.K. Sensitivity of the Solar-Neutrino Fluxes // Astrophysical Journal - Institute of Physics Publishing (USA), 1969. -V.156. -p.559-568
 92. Tursunmakhatov Q.I., Yarmukhamedov R. Determination of the ${}^3\text{He}+\alpha\rightarrow{}^7\text{Be}$ asymptotic normalization coefficients, the nuclear vertex constants, and their application for the extrapolation of the ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ astrophysical S factors to the solar energy region // Physical Review C - American Physical Society (USA), 2012. -V.85. -id.045807.-14 p.
 93. Descouvemont P., et al., Compilation and R-matrix analysis of Big Bang nuclear reaction rates // Atomic Data and Nuclear Data Tables - Elsevier (Netherlands), 2004. -V.88. -p.203-236

94. Neff T. Microscopic Calculation of the ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ and ${}^3\text{H}(\alpha,\gamma){}^7\text{Li}$ Capture Cross Sections Using Realistic Interactions // Physical Review Letters - American Physical Society (USA), 2011. -V.106. -id.042502. -4 p.
95. Takacs M.P., Bemmerer D., et al., Constraining big bang lithium production with recent solar neutrino data // Physical Review D - American Physical Society (USA), 2015. -V.91. -id.123526. -7 p.
96. Tursunov E.M., Turakulov S.A., Kadyrov A.S. Astrophysical ${}^3\text{He}(\alpha,\gamma){}^7\text{Be}$ and ${}^3\text{H}(\alpha,\gamma){}^7\text{Li}$ direct capture reactions in a potential-model approach // Physical Review C - American Physical Society (USA), 2018. -V.97. -id.035802. -9 p.
97. Lee T., Papanantassiou D.A., Wasserburg G.J., Aluminum-26 in the early solar system - Fossil or fuel // Astrophysical Journal Letters - Institute of Physics Publishing (USA), 1977. -V.211. -p.L107-110; -1978.-V.220. -p.L21-L25
98. Richter W.A., Alex Brown B., Signoracci A., Wiescher M. Properties of ${}^{26}\text{Mg}$ and ${}^{26}\text{Si}$ in the sd shell model and the determination of the ${}^{25}\text{Al}(p,\gamma){}^{26}\text{Si}$ reaction rate // Physical Review C - American Physical Society (USA), 2011. -V.83. -id.065803. -6 p.
99. Keinonen J., Brandenburg S. Hydrogen burning of ${}^{24,25,26}\text{Mg}$ in explosive carbon burning // Nuclear Physics A - North-Holland Publishing Co. (Amsterdam), 1980. -V.341. -p.345-364
100. Trautvetter H.P., Rolfs C. Direct capture in the ${}^{24}\text{Mg}(p,\gamma){}^{25}\text{Al}$ reaction // Nuclear Physics A - North-Holland Publishing Co. (Amsterdam), 1975. -V.242. -p.519-532
101. Caughlan G.R., Fowler W.A. Thermonuclear reaction rates V // Atomic Data and Nuclear Data Tables - Academic Press Inc. (USA), 1988. -V.40. -p.283-334
102. Mukhamedzhanov A.M., et al. Asymptotic normalization coefficients from the ${}^{20}\text{Ne}({}^3\text{He},d){}^{21}\text{Na}$ reaction and astrophysical factor for ${}^{20}\text{Ne}(p,\gamma){}^{21}\text{Na}$ // Physical Review C - American Physical Society (USA), 2006. -V.73. -id.035806. -8 p.

103. Matulewicz T., Toke J. Analysis of the $^{12}\text{C}(p,\gamma)^{13}\text{N}$ reaction at $E_p \leq 1$ MeV // Acta Physica Polonica B – Poland, 1984. -V.15. -N6. -p.569-573
104. Anderson H.H., Ziegler J.F., Hydrogen Stopping Powers and Ranges in All Elements (Stopping and Ranges of Ions in Matter, Vol. 3). Pergamon Press, Elmsford, New York (USA), 1977. - 321 p.