РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК БЕЛГОРОДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ ОБЪЕДИНЁННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ



ПРОГРАММА И ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ

54 МЕЖДУНАРОДНОГО СОВЕЩАНИЯ по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра

Белгород 2004

LIV МЕЖДУНАРОДНОЕ СОВЕЩАНИЕ ПО ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ И СТРУКТУРЕ АТОМНОГО ЯДРА

ЯДРО-2004

22-26 июня 2004 г. Белгород

тезисы докладов

БЕЛГОРОД 2004 RUSSIAN ACADEMY OF SCIENCES BELGOROD STATE UNIVERSITY LOMONOSOV MOSCOW STATE UNIVERSITY SKOBELTSYN INSTITUTE OF NUCLEAR PHYSICS ST.-PETERSBURG STATE UNIVERSITY V.A.FOCK INSTITUTE OF PHYSICS

LIV INTERNATIONAL MEETING ON NUCLEAR SPECTROSCOPY AND NUCLEAR STRUCTURE «NUCLEUS-2004»

BOOK OF ABSTRACTS June 22-26, 2004 Belgorod

> Belgorod 2004

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ НАУК БЕЛГОРОДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ имени М.В.ЛОМОНОСОВА

НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ имени Д.В.СКОБЕЛЬЦЫНА САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ФИЗИКИ имени В.А.ФОКА

LIV МЕЖДУНАРОДНОЕ СОВЕЩАНИЕ ПО ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ И СТРУКТУРЕ АТОМНОГО ЯДРА «ЯДРО-2004»

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ 22-26 июня 2004 г. Белгород

Белгород

2004

Издается под общей редакцией Оргкомитета Совещания Состав редакционной группы выпуска:

Власников А.К.	—	главный редактор выпуска и секция экзотических
		ядерных систем
Григорьев Е.П.	_	секция экспериментальных исследований свойств
		атомных ядер
Михайлов В.М.	—	секция теоретического описания атомного ядра и
		секция фундаментальных взаимодействий в
		ядерной физике
Лазарев В.В.		секция экспериментальных исследований
		механизмов ядерных реакций
Бунаков В.Е.	—	секция теории ядерных реакций
Сергиенко В.А.	—	секция техники ядерной спектроскопии и
		приложении ядерно-физических методов

54 МЕЖДУНАРОДНОЕ СОВЕЩАНИЕ ПО ЯДЕРНОЙ СПЕКТРО– СКОПИИ И СТРУКТУРЕ АТОМНОГО ЯДРА «ЯДРО-2004». ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ.

Научная программа совещания, изложенная в тезисах, включает в себя почти все современные направления физики атомного ядра и смежных вопросов ядерной физики: нейтронное гало, ядра, удаленные от долины стабильности, высокоспиновые и супердеформированные состояния ядер, синтез новых сверхтяжелых элементов, теория систем с небольшим числом частиц, микроскопическое описание коллективных степеней свободы и их взаимодействия с одночастичными степенями свободы, экзотические системы, реакции с радиоактивными ядерными пучками, реакции с поляризованными частицами, реакции, вызванные элементарными частицами, реакции с тяжелыми ионами, деление ядер, теория прямых ядерных реакций, статистические подходы в теории ядерных реакций, составное ядро, межъядерные потенциалы рассеяния, обратная задача теории рассеяния, теория реакций с тяжелыми ионами, двойной бета-распад, проверка теорий взаимодействия элементарных частиц и законов сохранения, ядерная спектроскопия астрофизических объектов, взаимодействие ядра с электронами атомной оболочки, приборы и методы ядерно-физического эксперимента, вопросы ядерной медицины, ядерно-физические проблемы астрофизики, атомной энергетики, экологии и других областей науки.

Финансовая поддержка издания – БелГУ

IBSN

ОРГАНИЗАЦИОННЫЙ КОМИТЕТ

Митрошин В.Е.	председатель	БелГУ	Белгород
Гриднев К.А.	сопредседатель	НИИФ СПбГУ	СПетербург
Зеленская Н.С.	сопредседатель	НИИЯФ МГУ	Москва
Давыденко Т.М.	зам. председателя	БелГУ	Белгород
Власников А.К.	зам. председателя	НИИФ СПбГУ	СПетербург
Боруха С.Ю.	ученый секретарь	БелГУ	Белгород

Абрамович С.Н. (ВНИИЭФ, Саров), Блохинцев Л.Д. (НИИЯФ МГУ. Москва), Бунаков В.Е. (ПИЯФ, Гатчина), Громов К.Я. (ОИЯИ, Дубна), Ишханов Б.С. (НИИЯФ МГУ, Москва), Иванова С.П. (ОИЯИ, Дубна), Калинников В.Г. (ОИЯИ, Дубна), Колыбасов В.М. (ФИ РАН, Москва), Лукьянов В.К. (ОИЯИ, Дубна), Малов Л.А. (ОИЯИ, Дубна), Михайлов В.М. (НИИФ СПбГУ, С.-Петербург), Новиков Ю.Н. (ПИЯФ, Гатчина), Оглоблин А.А (Курчатовский ин-т, Москва), Пастернак А.А. (ФТИ РАН, С.-Петербург), Пенионжкевич Ю.Э. (ОИЯИ, Дубна), Попов Ю.П. (ОИЯИ, Дубна), Сорокин А.А. (НИИЯФ МГУ, Москва), Урин М.Г. (МИФИ, Москва), Хольнов Ю.В. (ОИЯИ, Дубна), Чубинский О.В. (НИИФ СПбГУ, С.-Петербург).

ПРОГРАММНЫЙ КОМИТЕТ

Абов Ю.Г. (Москва), Дуйсебаев А. (Алма-Ата), Анагностатос Г. (Афины), Жуков М.В. (Гетеборг), Антонов А. (София), Залюбовский И.И. (Харьков), Беляев С.Т. (Москва), Лобашев В.М. (Москва), Бриансон Ш. (Орсэ), Мюнценберг Г. (Дармштадт), Брода Р. (Краков), Фон Ортцен В. (Берлин), Вааген Й. (Берген), Оганесян Ю.Ц. (Дубна), Грайнер В. (Гренобль), Руусканен В. (Юваскила), Гамильтон Й. (Вандербилт), Рудчик А.Т. (Киев), Гоенненвайн Ф. (Тюбинген), Собичевский А. (Варшава), Гуерро Д. (ГАНИЛ), Танихата И. (РИКЕН), Джиардино Дж. (Мессина), Хориучи Х. (Киото)

СОДЕРЖАНИЕ

Программа совещания		
Пленарные	и полупленарное заседания	35
Секция 1.	Экспериментальные исследования свойств атомных ядер	52
Секция 2.	Экзотические ядерные системы	92
Секция 3.	Теоретическое описание структуры ядра	116
Секция 4.	Экспериментальные исследования механизмов ядерных реакций	156
Секция 5.	Теория ядерных реакций	212
Секция б.	Фундаментальные взаимодействия в ядерной физике	250
Секция 7.	Техника ядерной спектроскопии и приложения ядерно- физических методов	270
Резюме на а	нглийском языке	321

ПРОГРАММА СОВЕЩАНИЯ 22 июня, 11:00

Пленарное заседание I

	Cmp.	Page
В.Е.Митрошин. Бета-распад и структура атомных ядер. – 30 мин.	_	
С.Г.Кадменский. Динамика и когерентные эффекты для тройного деления ядер. – 40 мин.	35	321
Ю.П.Гангрский. Выходы и редкие способы распада осколков фотоделения тяжелых ядер. – 30 мин.	36	321

22 июня, 15:00

Секция 1

Экспериментальные исследования свойств атомных ядер

<u>Объединенный доклад:</u> *О.К.Gorpinich, О.М.Povoroznyk, О.О.Jachmenjov.* About the first 52 exited state of ⁵He. – 10 мин. *О.К.Gorpinich, О.М.Povoroznyk, О.О.Jachmenjov.* The structure of 53 high exited state of ⁵He. – 10 мин. Докл. *Горпинич О.К.* – 15 мин.

<u>E.L.Kuplennikov</u>, Yu.N.Ranyuk, V.V.Krasil'nikov, I.A.Levashov. On 54 the shift of the quasifree peak in electron (e,e')-scattering from 12 C. – 10 *мин*.

А.И.Егоров, Р.И.Крутова, <u>Ю.Е.Логинов</u>, С.Э.Малютенкова. 55 325 Измерение сечений реакций $^{14}N(n,\gamma)$ и $^{19}F(n,\gamma)$ методом γ спектроскопии на пучке тепловых нейтронов реактора. – 10 *мин*.

Объединенный доклад:

А.Н.Водин, Л.П.Корда, О.А.Лепешкина, С.А.Троценко, 56 325 *И.В.Ушаков.* Уровни с T = 3/2 в реакции ³⁰Si(p, γ)³¹P.

А.Н.Водин, И.В.Ушаков. Изовекторные *l*-запрещенные *M*1- 57 326 переходы $2s_{1/2} \leftrightarrow 1d_{3/2}$ в легких ядрах. Докл. *А.Н.Водин.* – 15 *мин.*

Объединенный доклад:

А.П.Шумейко, В.А.Работкин. Экспериментальное изучение 58 326 сплошного энергетического распределения квантов ВТИ ядра ³⁵S методом пороговых детекторов.

А.П.Шумейко, В.А.Работкин. Экспериментальное изучение 59 326 внутреннего тормозного излучения, сопровождающего бетараспад ядра²⁰³Hg.

Докл. А.П.Шумейко. – 15 мин.

Объединенный доклад:

L.Batist, M.Kavatsyuyk, A.Blazhev, J.Doering, H.Grawe, 60 O.Kavatsyuk, R.Kirchner, M.LaCommara, C.Mazzocchi, I.Mukha, C.Plettner, E.Roeckl. Total-absorption gamma spectroscopy of the ⁹⁴Ag, ⁹⁴Pd and ⁹⁴Rh beta decay.

O.Kavatsyuk, A.Banu, L.Batist, F.Becker, A.Blazhev, W.Brüchle, 61 J.Döring, T.Faestermann, M.Gorska, H.Grawe, Z.Janas, A.Jungclaus, M.Karny, M.Kavatsyuk, R.Kirchner, M.LaCommara, S.Mandal, C.Mazzocchi, I.Mukha, C.Plettner, A.Plochocki, E.Roeckl, M.Romoli, M.Schädel, R.Schwengner and J.Zylicz. High-resolution beta-decay spectroscopy of ¹⁰³Sn.

M.Kavatsyuk, L.Batist, F.Becker, A.Blazhev, W.Brüchle, J.Döring, 62 *T.Faestermann, M.Górska, H.Grawe, Z.Janas, A.Jungclaus, M.Karny, O.Kavatsyuk, R.Kirchner, M.LaCommara, S.Mandal, C.Mazzocchi, I.Mukha, S.Muralithar, C.Plettner, A.Plochocki, E.Roeckl, M.Romoli, M.Schädel, J.Żylicz.* Total-absorption spectroscopy of the ^{103,105}Sn beta decay.

Докл. *М. Kavatsyuk.* – 15 мин.

И.Н.Вишневский, <u>С.С.Драпей</u>, В.А.Желтоножский, 63 327 *Н.В.Стрильчук*. Исследование эффектов проникновения в *l*запрещенных М1-переходах ¹³³Cs. – 10 *мин*.

Объединенный доклад:

V.A.Khitrov, Li Chol, V.A.Plujko, A.M.Sukhovoj. Level density and 64 radiative strength functions of cascade gamma-transitions after the decay of the ¹¹⁴Cd and ¹²⁴Te compound nuclei.

V.A.Bondarenko, J.Honzátko, V.A.Khitrov, A.M.Sukhovoj, I.Tomandl. 65 Two-step cascades from the ${}^{182}W(n_{th}, 2\gamma)$ –reaction and parameters of the cascade γ –decay of ${}^{183}W$. Докл. V.A. Khitrov. – 15 мин.

<u>О.А.Безшейко</u>, И.Н.Вишневский, В.А.Желтоножский, 66 327 И.Н.Каденко, В.М.Мазур, В.А.Плюйко, Н.В.Стрильчук. Исследование изомерных отношений в (ү,п)- и (ү,р)-реакциях на ядрах ^{117m,g}In, ^{120,122m,g}Sb. – 10 мин.

<u>О.С.Шевченко</u>, Ю.Н.Ранюк, В.Н.Гостищев, А.А.Немашкало, 67 327 И.Г.Гончаров, В.Н.Борисенко, В.И.Нога, И.И.Шаповал, Э.Л.Купленников. Исследование фотовозбуждения изомеров ^{115т}In, ^{111т}Cd в интервале энергий $E_{\gamma} < 3.0$ МэВ. – 10 мин.

Объединенный доклад:

В.Г.Калинников, Н.А.Лебедев, В.И.Стегайлов, А.В.Сушков, 68 328 П.Чалоун, Ю.В.Юшкевич. Схема распада 158 Er(EC) 158 Ho. В.Г.Калинников, Ю.А.Ваганов, В.И.Стегайлов, Ж.Сэрээтэр, 69 328 Я.С.Ибрахим, П.Чалоун. Уровни 159 Ho, возбуждаемые при ЕС/ β^+ -распаде 159 Er.

Докл. В.И.Стегайлов. – 15 мин.

М.С.Онегин, <u>А.В.Плавко</u>. Нейтронная переходная плотность 70 328 уровня 2_1^+ в ¹⁸О. – *стенд*.

<u>Ж.И.Адымов</u>, Е.З.Ахметов, А.С.Ерматов, В.М.Карташов, 71 329 А.Г.Троицкая. Обнаружение изомерного состояния ⁵²Ti ($T_{1/2}$ =49 мин) в реакции ⁵¹V(n, n' γ). – *стенд*.

<u>B.V.Zhuravlev</u>, A.A.Lychagin, N.N.Titarenko, V.I.Trykova. Nuclear 72 level densities of ⁵⁶Co, ⁵⁷Co, ⁹⁰Nb, ⁹⁴Nb from differential neutron emission cross-sections in (p,n) reaction. – *cmend*.

<u>А.Е.Барзах</u>, Ю.М.Волков, В.С.Иванов, А.М.Ионан, К.А.Мезилев, 73 329 Ф.В.Мороз, С.Ю.Орлов, В.Н.Пантелеев, Д.В.Федоров. Изменения среднеквадратичных зарядовых радиусов нейтронодефицитных изотопов европия измеренных методом резонансной ионизационной спектроскопии в лазерном ионном источнике. – *стенд*.

В.О.Сергеев. О возможной октупольной деформации нечетных 74 330 ядер редких земель. – *стенд.*

22 июня, 15:00

Секция 3

Теоретическое описание структуры атомных ядер

Объединенный доклад:

А.С.Ситдиков, Р.Х.Сафаров. Описание уровней отрицательной четности ¹⁶²Yb при высоких спинах в рамках феномено- 116 логической модели. *А.С.Ситдиков, Р.Х.Сафаров.* Высокоспи-новые состояния и приведенные веро-ятности радиационных переходов ¹⁶²Yb в 117 рамках феноменологической модели. Докл. *Р.Х.Сафаров.* – 15 мин.

Л.А.Малов. О фотовозбуждении изомера ¹⁸¹Та. – 15 *мин.* 118 335

Б.С.Ишханов, <u>В.Н.Орлин</u>. Полумикроскопическое описание 120 336 гросс-структуры гигантского дипольного резонанса. – 10 *мин*.

G.K.Nie. Calculation of binding energies and radii of nuclei. 122 – 10 мин..

A.K.Vlasnikov, A.D.Efimov, J.Khuyabaatar, V.M.Mikhajlov. 123 Variations of the mean field and pairing in aligned phonon states. – 10 мин.

И.В.Сафонов, <u>М.Л.Горелик</u>, М.Г.Урин. О свойствах зарядово- 124 обменных дипольных возбуждений и $T_>$ -компоненты ГДР в ⁴⁸Ca и ⁹⁰Zr. – 15 *мин*.

М.Л.Горелик, <u>И.В.Сафонов</u>, М.Г.Урин. Обертоны изоскалярных 125 гигантских резонансов в среднетяжелых сферических ядрах. – 15 мин.

<u>V.I.Abrosimov</u>, O.I.Davidovskaya, A.Dellafiore, F.Matera. Octupole 126 response and stability of spherical shape in heavy nuclei . – 15 *мин*.

22 июня, 15:00

Секция 4

Экспериментальное исследование механизмов ядерных реакций

С.Н.Абрамович, <u>Л.Н.Генералов</u>. Полное сечение реакции 156 341 9 Be(p, α)⁶Li^{*}(3,56 МэВ) при E_p< 2,4 МэВ.– 10 *мин*.

Объединенный доклад:

И.Н.Бобошин, В.В.Варламов, О.В.Беспалова, Т.А.Ермакова, 157 341 А.В.Изотова, Б.С.Ишханов, Е.А.Романовский, Т.И.Спасская. *Т.П.Тимохина*. Нейтронные подоболочки четно-четных изотопов хрома. О.В.Беспалова, И.Н.Бобошин, В.В.Варламов, А.В.Изотова, 158 342 Б.С.Ишханов, Е.А.Романовский, Т.И.Спасская, Т.П.Тимохина. Протонные подоболочки четно-четных изотопов железа. О.В.Беспалова. И.Н.Бобошин, В.В.Варламов, Т.А.Ермакова, 159 342 Б.С.Ишханов, Е.А.Романовский, Т.И.Спасская, Т.П.Тимохина. Нейтронные и протонные подоболочки изотопов ^{112,124}Sn. Докл. И.Н.Бобошин. – 15 мин.

А.Р.Балабекян, <u>А.С.Данагулян</u>, Дж.Р.Дрноян, Г.О.Оганесян, 160 342 И.Адам, В.Г.Калинников, М.И.Кривопустов, В.С.Пронских, В.И.Стегайлов, А.А.Солнышкин, П.Чалоун, В.Цупко-Ситников. Образование легких изотопов под действием протонов и дейтронов с энергией 3.65 ГэВ/нуклон на разделенных изотопах олова. – 10 мин.

Объединенный доклад:

J.Adam. A.R.Balabekvan, R.Brandt, W.Westmeier. V.Henzl. 161 D.Henzlova, V.Wagner, O.S.Zaveryukha, M.Zamani, V.G.Kalinnikov, M.I.Krivopustov, A.Kugler, E.-J.Langrock, R.Odoj, A.V.Pavlyuk, V.S.Pronskikh. H.Robotham. K.Siemon. V.I.Stegailov, A.A.Solnyshkin, A.N.Sosnin, V.M.Tsupko-Sitnikov, D.Chultem. Transmutation studies of ¹²⁹I in experiment with the lead target with uranium blanket and JINR nuclotron proton the beam with the energy 1.5 GeV.

И.Адам, А.Р.Балабекян, В.С.Барашенков, В.Вестмайер, 163 343 В.Г.Калинников. Н.М.Владимирова, К.Катовский. М.И.Кривопустов, В.С.Пронских, Х.Кумават, Р.Одой. А.А.Солнышкин, В.И.Стегайлов, С.Г.Стеиенко, В.М.Цупко-Ситников. Трансмутация радиоактивного ¹²⁹I, ²³⁷Np, ²³⁸Pu, ²³⁹Pu и ²⁴¹Ат в поле вторичных нейтронов уран-свинцовой сборки, облучаемой протонами с энергией 2 ГэВ. Докл. В.М.Цупко-Ситников. – 15 мин.

<u>S.A.Karamian</u>, J.Adam, P.Chaloun, D.V.Filossofov, V.Henzl, 165 D.Henzlova, V.G.Kalinnikov, N.A.Korolev, N.A.Lebedev, A.F.Novgorodov, C.B.Collins, I.I.Popescu, C.A.Ur. Yield of radionuclides and isomers measured in fragmentation of the ^{nat}W and ¹⁸⁶W (97%) targets with protons at 630, 420 and 270 MeV. – 10 *мин*.

<u>H.Kumawat</u>, J.Adam, V.S.Barashenkov, V.Kumar, V.M.Tsoupko- 167 Sitnikov. Unfolding spallation neutron spectra using activated threshold samples. – 10 мин.

Объединенный доклад:

О.А.Момотюк, О.К.Горпинич, Вал.Н.Пирнак, О.А.Понкратенко, 169 343 А.Т.Рудчик. Энергетическая зависимость оптического потенциала упругого рассеяния дейтронов ядрами ⁷Li. О.К.Горпинич, В.Н.Добриков, В.О.Кива. И.Н.Коломиеи. 170 344 Ю.Н.Павленко, О.А.Момотюк, Вал.Н.Пирнак, А.Т.Рудчик. Mexанизмы реакции ⁷Li(d, ³He)⁶He. Докл. Вал.Н.Пирнак. – 10 мин.

<u>Н.Буртебаев</u>, М.К.Бактыбаев, Б.А.Дуйсебаев, Р.Дж.Петерсон, 171 344 С.Б.Сакута. Рассеяние а-частиц на ядрах ¹¹В при энергиях 40 и 50 МэВ. – 10 *мин*.

<u>Ю.Н.Павленко</u>, О.М.Поворознык, О.К.Горпинич, В.А.Кива. 172 344 Анализ инклюзивных спектров протонов из реакции (α ,p) на ядрах ³Н при $E_{\alpha} = 27.2$ МэВ. – 10 *мин*.

22 июня, 15:00

Секция 5

Теория ядерных реакций

Объединенный доклад:

213 356

Л.Д.Блохинцев, А.Н.Сафронов, А.А.Сафронов. Аналитический подход к построению эффективных потенциалов между комплексами сильновзаимодействующих частиц С *vчетом* кулоновских эффектов и его применение к pd-рассеянию. Л.Д.Блохиниев, А.Н.Сафронов, А.А.Сафронов. Применение 212 356 построению эффективных дисперсионного подхода К потенциалов в процессах na-, p a-, ³He a- и p^{3} He - рассеяния. Докл. Л.Д.Блохиниев. – 15 мин.

А.В.Головин, <u>И.И.Лощаков</u>. Динамика квазидвухчастичного 214 357 взаимодействия в реакциях выбивания на легких ядрах. – 15 *мин.*

В.А.Кныр, В.Г.Неудачин, <u>Н.А.Хохлов</u>. Описание нуклон- 215 357 нуклонного рассеяния при $E_{_{лаб}} = 0 - 6$ ГэВ в релятивистской квазипотенциальной оптической модели, основанной на Московском потенциале. – 10 *мин*.

В.Е.Пафомов, <u>В.А.Сергеев</u>. Полные сечения дейтрон-ядерных 216 357 реакций в потенциальной модели трех тел. – 15 *мин*.

Л.М.Лазарев. Теоретические модели трехчастичных ядерных 217 358 реакций. – 15 *мин.*

<u>Yu.V.Orlov</u>, L.I.Nikitina. Phillips and Girard-Fuda graphs in the light 218 of modern n-d system calculation results. – 15 *мин*.

Объединенный доклад:

Л.И.Галанина, Н.С.Зеленская, В.М.Лебедев, Н.В.Орлова, 219 358 *А.В.Спасский.* Многоступенчатые процессы с запаздыванием в реакции ${}^{10}B(d,p_1){}^{11}B(1/2^-)$.

Л.И.Галанина, *Н.С.Зеленская*, *А.В.Игнатенко*, *В.М.Лебедев*, 221 358 *Н.В.Орлова*, *О.И.Сериков*, *А.В.Спасский*. Проявление многоступенчатых процессов, учитывающих запаздывание, в реакции ¹⁰B(d, p)¹¹B при $E_d = 15.3$ МэВ.

Л.И.Галанина, Н.С.Зеленская. Упрощенный метод расчета 223 359 амплитуд механизмов, учитывающих запаздывание. Докл. *Н.С.Зеленская.* – 20 *мин.*

<u>Л.И.Галанина</u>, Н.С.Зеленская, А.К.Морзабаев. Роль различных 225 359 механизмов в образовании ядра 12 С в реакции 13 С(3 Не, α) 12 С. – 15 мин.

22 июня, 15:00

Секция 7

Техника ядерной спектроскопии и

приложения ядерно-физических методов

(техника ядерной спектроскопии)

Объединенный доклад:

Г.Л.Бочек, А.С.Головаш, А.В.Косинов, В.В.Котляр, 270 369 В.И.Кулибаба, Н.И.Маслов, А.А.Мазилов, С.В.Наумов, В.Д.Овчинник. Сдвоенный Si-детектор для регистрации β-частиц в условиях γ-излучения. Н.И.Маслов. Одноканальные и многоканальные кремниевые 271 369 детекторы.

Докл. Н.И.Маслов. – 15 мин.

<u>Р.А.Астабатян</u>, Р.Л.Кавалов, Р.Калпакчиева, И.В.Кузнецов, 272 370 С.П.Лобастов, С.М.Лукьянов, Э.Р.Маркарян, В.А.Маслов, Ю.Э.Пенионжкевич, Н.К.Скобелев, Ю.Г.Соболев, В.Ю.Угрюмов. Широкоапертурная установка для экспериментов на пучках экзотических ядер. – 15 мин.

<u>В.Г.Калинников</u>, 3.Гонс, В.И.Стегайлов, П.Чалоун. О 274 возможности измерения периодов полураспада изомеров (и других характеристик ядер) получаемых в ON-LINE экспериментах на установке ЯСНАПП-2 в миллисекундном и секундном диапазонах. – 10 *мин*. *К.Я.Громов, В.И.Фоминых, В.Г.Чумин.* Суммирование 276 370 импульсов в спектрах *ү*-лучей. – 10 *мин.*

И.Ю.Апачева, <u>О.К.Егоров</u>, Т.А.Исламов, В.Г.Калинников, 278 К.А.Котельников, Н.Г.Полухина, А.А.Солнышкин, Н.И.Старков. Методика исследования электронов внутренней конверсии на полностью автоматизированном микроскопном комплексе ПАВИКОМ.– 10 мин.

<u>С.Н.Олейник</u>, В.П.Божко, А.Н.Водин. Восстановление 279 370 модельных спектров быстрых нейтронов. – 10 мин.

N.U.Aldiyarov, K.K.Kadyrzhanov, A.M.Seytimbetov, <u>V.S.Zhdanov</u>. 280 Complex of facilities for precise nondestructive investigations by the method of depth selective electron mossbauer spectroscopy. – 10 мин.

K.K.Kadyrzhanov, S.K.Kozhakhmetov, A.M.Seytimbetov, 281 <u>V.S.Zhdanov.</u> Optimization of a combined facility vacuum electron detector – nuclear gamma resonance spectrometer for temperature investigations of properties of subsurface nanolayers. – 5 мин.

Объединенный доклад:

В.В.Самедов. Энергетическое разрешение полупроводниковых 282 371 детекторов с пиксельной структурой.

В.В.Самедов. О скорости квазиэлектронов в сверхпроводящих 283 371 детекторах.

Докл. В.В.Самедов. – 15 мин.

Объединенный доклад:

А.Г.Бабенко, *Б.Н.Мехедов*. Установка для селективного 284 371 измерения молекулярного трития и его окиси в воздухе.

А.Г.Бабенко. Экспрессный метод измерения соединений трития 285 372 в воздухе.

Докл. А.Г.Бабенко. – 15 мин.

G.A.Radjuk, S.V.Artyomov, A.H.Abdurahmanov, V.P.Yakushev, 286 E.A.Zaparov. Improvment of the neutron-induced elastic recoil detection spectrometer on basis of neutron generator NG-150.

– стенд.

В.Б.Бруданин, В.А.Морозов, Н.В.Морозова. Послеимпульсы 287 ионной обратной связи в фотоумножителях ФЭУ 130 и ХР2020. – стенд.

И.В.Грибов, Ф.Н.Недеогло, И.В.Шведунов. Верхний уровень 288 системы управления электронных ускорителей. – *стенд.*

Л.П.Кабина, Ю.Е.Логинов, С.Э.Малютенкова, П.А.Сушков. 289 372 Универсальный комплекс программ для обработки спектров ядерных излучений. – *стенд*.

Z.Hons. Linux based data acquisition system for CAMAC crate 291 controllers CC16(PC16T)/KK009(PK009). – стенд.

В.С.Шпинель. Низкотемпературный детектор с многослойным 292 сверхпроводящим поглотителем большой площади. – стенд.

23 июня, 10:00

Полупленарное заседание I

<u>А.Н.Сафронов</u>, А.А.Сафронов. Аналитический подход к 37 322 построению операторов эффективных адрон-адронных взаимодействий и его применение к нуклон-нуклонному рассеянию в области низких и промежуточных энергий. – 20 *мин*.

K.M.Hanna, <u>V.K.Lukyanov</u>, K.V.Lukyanov, B.Słowiński, 38 E.V.Zemlyanaya. Restoration of heavy-ion potentials at intermediate energies and the problem of their ambiguity. - 20 мин.

A.S.Demyanova. "Abnormal nuclear dispersion" in heavy ion – scattering: manifestation of exotic nuclear excitation? – 25 *мин*.

<u>Г.Ф.Филиппов</u>, Ю.А.Лашко. Роль принципа Паули в процессах 39 столкновения легких ядер. – 20 мин.

В.Е.Бунаков. О применимости статистического подхода к 40 322 описанию новых экпериментов по *T*-нечетной асимметрии в тройном делении. – 25 *мин*.

<u>V.Z.Goldberg</u>, G.V.Rogachev, A.Aprahamian, F.D.Becchetti, 41 P.Boutachkov,Y.Chen, P.A.DeYoung, G.G.Chubarian, A.Fomichev, M.S.Golovkov, J.J.Kolata, Yu.Ts.Oganessian, G.F.Peaslee, M.Quinn, A.M.Rodin, B.B.Skorodumov, R.S. Slepnev, G.Tabacaru, X.D.Tang, G.Ter-Akopian, L.Trache, R.E.Tribble, W.H.Trzaska, R.Wolski, A.Wöhr. Nuclear structure of light drip line nuclei via resonance reactions with radioactive beams. – 25 мин.

23 июня, 10:00

Полупленарное заседание II

Объединенный доклад:

С.Д.Кургалин, Ю.М.Чувильский. γ-излучение, инициирующее α- 42 323 распад. – 25 *мин*.

С.Д.Кургалин, Ю.М.Чувильский, Т.А.Чуракова. Внутреннее 43 323 тормозное излучение при α-распаде из высокоспиновых состояний ядер.

Докл. С.Д.Кургалин. – 25 мин.

Объединенный доклад:

И.В.Копытин, К.Н.Карелин, А.Н.Алмалиев, В.А.Фофонов. 44 324 Стимулирование β-распада стабильных ядер синхротронным излучением.

И.В.Копытин, К.Н.Карелин, В.А.Фофонов, М.И.Беркман. О 45 324 возможности ускорения запрещенных β-переходов электромагнитным полем. Докл. *И.В.Копытин.* – 25 мин.

В.А.Родин, <u>М.Г.Урин</u>, *А.Фэсслер*. О коллапсе ядерной амплитуды 46 2 *νββ*-распада в квазичастичном приближении случайной фазы. – 15 мин.

<u>V.P.Garistov</u>, V.G.Kalinnikov, A.A.Solnyshkin, I.Adam. The rearran- 47 gement of the experimental data for low lying collective states in even-even nuclei.– 25 *мин*.

V.P.Berezovoj, Yu.L.Bolotin, <u>V.A.Cherkaskiy</u>. Signatures of quantum 48 chaos in quadrupole surface oscillations of nuclei. – 25 *мин*.

Н.П.Юдин. Концепция квазиупругого выбивания в физике 49 электророждения мезонов электронами высоких энергий. – 25 *мин.*

23 июня, 15:00

Секция 1

Экспериментальные исследования свойств атомных ядер

<u>В.М.Карташов</u>, А.Г.Троицкая. Экспериментальные значения 75 330 переходных и статических тороидных моментов и параметров формы ядер. – 10 *мин*.

Объединенный доклад:

В.Т.Купряшкин, А.П.Лашко, Т.Н.Лашко, А.И.Феоктистов. 76 330 Энергии гамма-переходов и уровней ¹⁸¹Та в распаде ¹⁸¹Нf. *Т.Н.Лашко, А.П.Лашко.* Гамма-лучи из распада ¹⁹¹Pt. 77 331 Докл. А.П.Лашко. – 15 мин.

Е.П.Григорьев. О распаде 176 Ta $\rightarrow {}^{176}$ Hf. – 10 *мин.* 78 331

<u>N.A.Demekhina</u>, R.A.Astabatian, R.L.Kavalov, Yu.L.Margarian, 79 *E.R.Markarian*, G.S.Karapetyan. Fission modes of U, Th and Ta nuclei at low and intermediate photon energies. – 10 мин.

3.М.Биган, В.А.Желтоножский, <u>В.М.Мазур</u>, Т.И.Маринец, 80 331 *Н.В.Стрильчук*. Возбуждение изомерного состояния $13/2^+$ изотопа ¹⁹⁷ Рt в реакции (γ ,n). – 10 *мин*.

I.Tomandl, J.Honzatko, V.Bondarenko, <u>J.Berzins</u>, A.M.Sukhovoj. K- 81 isomer studies in Hf-W isotopes. – 10 мин.

Объединенный доклад:

Ю.П.Гангрский, В.И.Жеменик, Н.Ю.Маслова, Г.В.Мышинский, 82 332 *Х.С.Норов, Ю.Э.Пенионжкевич.* Независимые выходы осколков Кг и Хе при спонтанном и фотоделении ²⁴⁸Ст.

Ю.П.Гангрский, В.И.Жеменик, Г.В.Мышинский, 83 332 *Ю.Э.Пенионжкевич.* Сравнение независимых выходов осколков Кг и Хе при фотоделении ²³⁷Np и ²⁴³Am. Докл. *В.И.Жеменик.* – 15 *мин.*

Ю.П.Гангрский, К.Гладнишки, В.И.Жеменик, <u>Г.В.Мышинский</u>, 84 332 Ю.Э.Пенионжкевич, Е.А.Сокол. Регистрация β-задержанной двунейтронной эмиссии из осколков фотоделения ²³⁸U. – 10 мин.

Объединенный доклад:

V.N.Kondratyev, O.A.Bezshyyko, I.M.Kadenko, V.A.Plujko, 85 *G.I.Primenko.* Nuclear structure and reactions in ultra-magnetized stellar media.

О.А.Бесшейко, *В.А.Желтоножский*, *И.Н.Каденко*, *В.М.Мазур*, 86 333 *В.А.Плюйко*, *Н.В.Стрильчук*. Изомерные отношения и средние угловые моменты продуктов фотоделения ядер ²³⁸U и ²³⁷Np. Докл. *О.А.Бесшейко*. – 15 *мин*.

Объединенный доклад:

Б.С.Ишханов, И.А.Лютиков, С.И.Павлов. Влияние интенсивности 87 тормозного спектра ү-квантов на трансмутацию изотопа ¹⁶⁵Но. Б.С.Ишханов, И.А.Лютиков, С.И.Павлов. Особенности 88 формирования траектории трансмутации изотопов Хе в интенсивном пучке тормозных ү-квантов. Докл. И.А.Лютиков. – 20 мин.

<u>S.A.Karamian</u>, J.J.Carroll, L.A.Rivlin, A.A.Zadernovsky, F.J.Agee. 89 Possible ways for triggering of the 179m2 Hf isomer. – *cmehd*.

В.П.Чечев. Новая оценка значений характеристик распада и 91 333 излучений ²³⁸Ри. – *стенд*.

23 июня, 15:00

Секция 2

Экзотические ядерные системы

<u>Л.А.Боровская</u>, В.П.Вербицкий, К.О.Теренецкий. Поляризуемость 92 дейтрона в электрическом поле ядер. – 10 *мин*.

<u>В.П.Вербицький</u>, К.О.Теренецький. Энергетическая зависимость 93 поляризационного потенциала для рассеяния ионов ⁶Не ядрами ²⁰⁸Рb и ²⁰⁹Вi вблизи кулоновского барьера. – 10 *мин*.

А.И.Стешенко. Особенности распределения масс в гало- 94 состояниях изотопов бериллия. – 10 *мин*.

Д.В.Алешкин, М.Н.Бер, Ю.Б.Гуров, С.В.Лапушкин, А.В.Панин, 95 Н.О.Порошин, В.А.Печкуров, В.Г.Сандуковский, М.В.Телькушев, Б.А.Чернышев, Т.Д.Щуренкова. Возбужденные состояния сверхтяжелых изотопов водорода ^{5,6}Н. – 10 мин.

<u>К.О.Теренецкий</u>. Развал дейтронов и ядер ⁶Не в электрическом 96 поле. – 10 мин.

B.M.Abramov, Yu.A.Borodin, S.A.Bulychjov, I.A.Dukhovskoy, 97 A.I.Khanov, <u>A.P.Krutenkova, V.V.Kulikov</u>, M.A.Martemianov, M.A.Matsyuk, V.E.Tarasov, E.N.Turdakina. Light fragment knock out from ⁶Li and ⁷Li by intermediate energy pions. – 10 мин.

V.K.Tartakovsky, A.V.Fursayev, <u>O.I.Ivanova</u>. Separation energy of 98 Λ -hyperon from hypertriton and angular distributions in ${}^{3}_{\Lambda}Hp$ scattering. – 15 *мин*.

В.К.Тартаковский, <u>О.И.Иванова</u>. О дифракционном рассеянии 99 334 двухкластерных ядер на протонах с учетом кулоновского взаимодействия. – 15 *мин*.

G.T.Ashniazova, E.I.Ismatov, <u>V.K.Tartakovsky</u>, A.V.Fursayev. 100 Physical effects in processes of 2-cluster nucleus diffraction breakup. – 15 мин. <u>*Н.Н.Колесников, С.А.Калачев, В.И.Тарасов. АN*-потенциал из 101 анализа энергий связи гиперядер и *Ар*-рассеяния. – 20 *мин.*</u>

А.Г.Дончев, *С.А.Калачев*, *Н.Н.Колесников*, <u>*В.И.Тарасов*</u>. 103 Каркасные функции в вариационных расчетах молекулярных систем. – 10 *мин*.

<u>А.Г.Дончев</u>, С.А.Калачев, Н.Н.Колесников, В.И.Тарасов. Верхние 104 и нижние вариационные оценки в расчетах малочастичных кулоновских и ядерных систем. – 10 *мин*.

А.Г.Дончев, Н.Н.Колесников, В.И.Тарасов. Стабильность 105 трехчастичных кулоновских систем. – *стенд*.

N.K.Kuzmenko, *V.M.Mikhajlov*. Jumping up nanometer - sized 106 grains after swift heavy - ion irradiation. – стенд.

23 июня, 15:00

Секция 4

Экспериментальное исследование механизмов ядерных реакций

O.F.Nemets, <u>Yu.N.Pavlenko</u>, V.L.Shablov, V.A.Kyva, V.N.Dobrikov, 173 O.K.Gorpynich, I.N.Kolomiets, B.A.Rudenko, A.P.Voiter, I.A.Mazny, A.A.Shvedov, V.O.Ostashko, S.E.Omelchuk, Yu.S.Roznuk. Decay of ⁷Li*(7.45 MeV) unbound state in reaction ⁷Li(α, α)⁷Li*. – 10 *мин*.

К.А.Кутербеков, <u>Т.К.Жолдыбаев</u>, К.Б.Басыбеков, 174 345 Ю.Э.Пенионжкевич, И.Н.Кухтина, Ю.Г.Соболев, В.Ю.Угрюмов, Л.И.Слюсаренко, В.В.Токаревский. Энергетическая зависимость полных сечений реакции ⁴He+²⁸Si при энергиях от кулоновского барьера до 200 МэВ. – 10 *мин*.

К.А.Кутербеков, <u>Т.К.Жолдыбаев</u>, Ю.Э.Пенионжкевич, 175 345 И.Н.Кухтина, А.Мухамеджан, Б.М.Садыков. Рассеяние ⁴Нечастиц и структурные характеристики ядра ²⁸Si. – 10 мин. <u>В.Ю.Угрюмов</u>, Э.Будзановский, Э.Бялковский, Т.К.Жолдыбаев, 176 346 А.Куглер, И.В.Кузнецов, А.Кулько, И.Н.Кухтина, В.Ф.Кушнирук , Ю.Э.Пенионжкевич, И.Сквирчинска, Ю.Г.Соболев, В.Трзаска. Энергетическая зависимость полного сечения реакции ⁶Не - ^{nat}Si при 5-25 МэВ/А. – 15 мин.

<u>В.А.Маслов</u>, Р.А.Астабатян, И.Винцоур, А.С.Деникин, 177 346 Т.К.Жолдыбаев, В.И.Загребаев, Р.Калпакчиева, И.В.Кузнецов, С.П.Лобастов, С.М.Лукьянов, Э.Р.Маркарян, Ю.Э.Пенионжкевич, Н.К.Скобелев, Ю.Г.Соболев, В.Ю.Угрюмов, А.А.Хасан. Упругое и неупругое рассеяние ⁶Li на ядрах ¹²С при энергии 63 МэВ. – 10 мин.

<u>А.Хасан</u>, Р.Астабатян, И.Винцоур, Т.Жолдыбаев, З. Длоугы, 179 347 Р.Калпакчиева, С.П.Лобастов, С.М.Лукьянов, В.А.Маслов, Э.Маркарян, Я.Мразек, Ю.А.Музычка, Ю.Э.Пенионжкевич, Н.К.Скобелев, Ю.Г.Соболев, В.Ю.Угрюмов. Исследование процесса слияния-деления в реакции ⁷Li+²⁰⁸Pb. – 10 мин.

<u>С.Б.Сакута,</u> Ю.А.Глухов, А.Т.Рудчик, Вал.М.Пирнак, В.А.Зиман, 181 347 <u>В.К.Черниевский</u>, А.Будзановский, С.Кличевский, Р.Сиудак, И.Сквирчинска, А.Шчурек. Исследование механизма реакции ¹²C(⁷Li, ⁷Be)¹²В при энергии 82 МэВ. – 10 мин.

Объединенный доклад:

A.A.Rudchik, A.T.Rudchik, A.Budzanowski, A.Szczurek, J.Choicski, 182 T.Czosnyka, L.Giowacka. S.Kliczewski, E.I.Koshchy, S.Yu.Mezhevych, O.A.Ponkratenko, K.Rusek, G.M.Kozeratska, *R.Siudak, I.Skwirczycska.* Elastic and inelastic scattering of $^{7}Li + {}^{11}B$. V.K.Chernievsky, A.T.Rudchik, A.Budzanowski, A.A.Rudchik, 183 T.Czosnyka, L.Giowacka, A.Szczurek. B.Czech, S.Kliczewski. S.Yu.Mezhevych, A.V.Mokhnach, O.A.Momotyuk, E.I.Koshchy, Val.M.Pirnak, O.A.Ponkratenko, R.Siudak, I.Skwirczycska, L.Zemio. ${}^{8}\text{Be} + {}^{15}\text{N}$ optical model potential from the ${}^{12}\text{C}({}^{11}\text{B}, {}^{15}\text{N}){}^{8}\text{Be}$ reaction. Докл. *А.А. Rudchik.* – 10 *мин.*

Объединенный доклад:

V.M.Kyryanchuk, A.T.Rudchik, A.Budzanowski, A.Szczurek, B.Czech, 184 J.Choicski, T.Czosnyka, L.Giowacka, S.Kliczewski, E.I.Koshchy, S.Yu.Mezhevych, A.V.Mokhnach, K.Rusek, S.B.Sakuta, R.Siudak, I.Skwirczycska. ⁹Be(¹¹B, ¹²C)⁸Li reaction mechanism. V.M.Kyryanchuk, A.T.Rudchik, A.Budzanowski, A.Szczurek, B.Czech, 185 J.Choicski, T.Czosnyka, L.Giowacka, S.Kliczewski, E.I.Koshchy, S.Yu.Mezhevych, A.V.Mokhnach, K.Rusek, S.B.Sakuta, R.Siudak, I.Skwirczycska. ⁹Be(¹¹B, ¹²B)⁸Be reaction mechanism.

V.M.Kyryanchuk, A.T.Rudchik, A.Budzanowski, A.Szczurek, B.Czech, 186 J.Choicski, T.Czosnyka, L.Giowacka, S.Kliczewski, E.I.Koshchy, S.Yu.Mezhevych, A.V.Mokhnach, K.Rusek, S.B.Sakuta, R.Siudak, I.Skwirczycska. Isobaric effects in ⁹Be(¹¹B, ¹²C)⁸Li and ⁹Be(¹¹B, ¹²B)⁸Be reactions.

Докл. V.M.Kyryanchuk. – 10 мин.

23 июня, 15:00

Секция 5

Теория ядерных реакций

Объединенный доклад:

М.А.Жусупов, Е.Т.Ибраева, Б.Прмантаева. Вклад спинорбитального взаимодействия в рассеяние протонов на ядре ⁷Li. *М.А.Жусупов, А.Ю.Зайкин, Е.Т.Ибраева.* Расчет упругого 227 360 рассеяния протонов на ядре ⁶Не в инверсной кинематике. Докл. *Е.Т.Ибраева.* – 15 *мин.*

V.S.Vasilevsky, *T.P.Kovalenko*. Cluster polarization within a 228 microscopic model. Application for the ⁷Be resonances and the reaction ${}^{6}\text{Li}(p, {}^{3}\text{He}){}^{4}\text{He}. - 10$ *мин*.

Объединенный доклад:

G.K.Nie, S.V.Artemov. Asymptotic coefficients of bound state 230 function and vertex constants of mirror nuclei ²⁵Al and ²⁵Mg. C.B.Apmemoe, Э.А.Запаров, Г.К.Ни. Асимптотические 231 360 нормировочные коэффициенты для зеркальных ядер ²⁷Al, ²⁷Si и ядра ²⁸Si.

С.В.Артемов, Э.А.Запаров, Г.К.Ни. Асимптотические 232 360 нормировочные коэффициенты функций связанного состояния протона для низколежащих уровней ядер ¹⁴N и ²⁰Ne из реакций ${}^{13}C({}^{3}\text{He},d){}^{14}\text{N}$ и ¹⁹F(${}^{3}\text{He},d){}^{20}\text{Ne}$. Докл. Г.К.Ни. – 15 мин.

<u>В.Ю.Корда</u>, А.С.Молев. Матрица рассеяния ${}^{16}\text{O}+{}^{12}\text{C}$ при энергии 233 361 $E({}^{16}\text{O})=230-281$ МэВ. – 10 *мин*.

<u>В.П.Заварзина</u>, А.В.Степанов. Влияние внутриядерного 234 361 движения нуклонов на эффект затенения фотопоглощения при промежуточных энергиях. – 10 *мин*.

В.Е.Бунаков, <u>С.Г.Кадменский</u>, Л.В.Родионова. Т- нечетные 235 362 асимметрии для тройного деления ядер с вылетом третьих частиц, обладающих ненулевым спином. – 15 *мин*.

Объединенный доклад:

С.Г.Кадменский. Л.В.Родионова. делительные 236 362 Переходные распределения состояния И угловые фрагментов низкоэнергетического фотоделения ядер. Л.В.Родионова. С.Г.Кадменский. Угловые распределения 237 363 фрагментов спонтанного деления ориентированных ядер. Докл. Л.В.Родионова. – 15 мин.

Объединенный доклад:

С.Г.Кадменский, Ю.В.Иванков. Глубокоподбарьерный 238 363 двухпротонный распад сферических ядер. С.Г.Кадменский, К.С.Рыбак. Двухпротонный распад 239 363 сферических ядер в диагональном приближении. Докл. С.Г.Кадменский. – 15 мин.

23 июня, 15:00

Секция 6

Фундаментальные взаимодействия в ядерной физике

С.К.Годовиков. Неэкспоненциальный радиоактивный распад 250 366 ^{125m} Те. – 10 *мин.*.

<u>Объединенный доклад</u>:

Ю.И.Романов. Лептонный заряд и спиральность (анти)нейтрино 251 366 ііі. ℓ - несохранение как механизм взаимной конверсии нейтральных лептонов.

Ю.И.Романов. Спиновые эффекты как тесты модельных 252 366 представлений об (анти)нейтринно-электронном рассеянии. Докл. *Ю.И.Романов* – 15 *мин*.

<u>B.K.Kerimov</u>, M.Ya.Safin. Target spin asymmetries in the neutrino- 253 electron and neutrino-proton elastic electroweak scattering. – 15 мин.

Б.Г.Новацкий. Реакции ³He(e,v)*T* и $T(p,\gamma)^4$ He как возможная 254 367 версия дефицита солнечных нейтрино. – 10 *мин*.

С.Д.Кургалин, И.С.Окунев, Т.В.Чувильская, <u>Ю.М.Чувильский</u>. 256 367 Поиск эффектов нарушения *РТ*-инвариантности в аү-каскаде. – 15 мин.

В.Г.Алпатов, Ю.Д.Баюков, <u>А.В.Давыдов</u>, Ю.Н.Исаев, 257 Г.Р.Карташов, М.М.Коротков. О гравитационном мёссбауэровском спектрометре на основе долгоживущего изомера^{109m}Ag.–15 *мин*.

Н.Такибаев, <u>Г.А.Спанова</u>. Нейтроны и нуклеогенезис на ранней 258 367 стадии эволюции вселенной. – 15 *мин*.

<u>А.П.Шумейко</u>, В.А.Работкин, Х.А.Бушахма. Изучение 259 368 одноквантовой аннигиляции позитронов с электронами внутренних оболочек атома. – 10 мин.

Т.В.Обиход. Нарушение топологии на малых расстояниях. 260 – 15 *мин*.

R.G.Moon, <u>V.V.Vasiliev</u>. The vortex theory and some interaction in 261 nuclear physics. - cmehd.

<u>Ю.А.Касаткин</u>. Нелокальные заряженные поля материи в 262 квантовой электродинамике. – *стенд*.

<u>Ю.А.Касаткин</u>, И.К.Кириченко. Калибровочно-инвариантная 264 амплитуда фоторасщепления сильно связной ядерной системы. – стенд.

Е.П.Светлов-Прокопьев. Проблема физики и химии 266 368 антивещества и возможности его синтеза. – *стенд.*

Е.П.Светлов-Прокопьев. Возможности получения интенсивных 268 369 потоков позитронов и их применение. – *стенд.*

23 июня, 15:00

Секция 7

Техника ядерной спектроскопии и приложения ядерно-физических

методов

(приложения ядерно-физических методов)

<u>Н.К.Скобелев</u>, Р.А.Астабатян, И.Винцоур, Р.Калпакчиева, 293 372 А.А.Кулько, С.М.Лукьянов, Э.Р.Маркарян, В.А.Маслов, Ю.Э.Пенионжкевич, Ю.Г.Соболев, В.Ю.Угрюмов. Зарядовое распределение ускоренных ионов ⁴⁸Са. – 15 мин.

А.Н.Алмалиев, <u>И.В.Копытин</u>, М.А.Долгополов. Кооперативные 294 373 эффекты в неупругом рассеянии медленных нейтронов. – 10 мин.

Объединенный доклад:

Н.П.Дикий, А.Н.Довбня, Ю.В.Ляшко, В.Л.Уваров. Трансмутация 295 373 америция и кюрия на сильноточном электронном ускорителе.

Н.П.Дикий, А.Н.Довбня, Ю.В.Ляшко, Е.П.Медведева, 296 373 Д.В.Медведев, В.Л.Уваров, И.Д.Федорец, А.А.Вальтер, В.Е.Сторижко, А.Н.Довбня. Ю.В.Ляшко, Е.П.Медведева. В.Л.Уваров, Д.В.Медведев, И.Д.Федореи, А.А.Вальтер, ⁸⁷Sr В.Е.Сторижко. Применение фотовозбуждения лля определения возраста горных пород. Докл. Н.П.Дикий. – 15 мин.

В.Г.Батий, <u>В.В.Егоров</u>, В.А.Кузьменко, В.Н.Щербин. Расчет 297 нейтронного и гамма излучений лавообразных топливосодержащих материалов. – 10 мин.

С.А.Гаврилов, В.И.Графутин, В.В.Калугин, О.В.Илюхина, 299 <u>374</u> Г.Г.Мясищева, <u>Е.П.Прокопьев</u>, С.П.Тимошенков, Ю.В.Фунтиков. Исследование нанопористых материалов методом позитронной аннигиляционной спектроскопии. – 10 мин.

<u>В.В.Кириченко</u>, В.И.Нога, Л.А.Махненко, В.И.Касилов, 301 К.С.Кохнюк, С.С.Кочетов, <u>Г.М.Иванов</u>, П.М.Рябка, В.М.Хвастунов, А.А.Хомич, О.А.Шопен. Установка и метод определения содержания²³⁸U и ²³⁵U в радиоактивных отходах. – 10 мин.

J.Berzins, <u>D.Riekstina</u>, O.Veveris, V.Felsbergs. Radiation monitoring 302 of soil and ground water around shut-down Salaspils reactor. – 10 мин.

А.Г.Бабенко, <u>В.М.Вахтель</u>, *Н.А.Нагибина*, *В.И.Двуреченский*. 303 374 Фактор немоноэнергетичности рентгеновского излучения в томографии биоминералов. – 10 мин.

А.В.Белоусов, С.М.Варзарь, С.В.Грязнов, А.А.Куракин, 305 375 В.И.Шведунов, <u>А.П.Черняев.</u> Исследование влияния магнитного поля на распределение дозы пучков фотонов и электронов в среде. – 10 мин.

С.Н.Абрамович, В.В.Назаров, С.А.Новиков, В.Т.Пунин, – Г.М.Скрипка. Метод неуничтожимой маркировки взрывчатых веществ с целью контроля за их перемещением и несанкционированным использованием. – 10 мин.

Г.М.Спиров, <u>И.М.Пискарев</u>. Получение эффектов, подобных 306 375 радиационным, под действием электрического разряда. – 10 мин.

<u>П.М.Красовицкий</u>, Н.Ж.Такибаев. Эффективное взаимодействие 307 375 двух каналированных частиц. – 10 *мин*.

A.A Klimenko. ⁸B solar neutrino background in neutrinoless double 308 beta-decay searching for experiments. - cmeHd.

С.Р.Палванов. Устройство для внутрикамерного облучения 309 образцов тормозным излучением сильноточного бетатрона СБ-50. – стенд. Ф.Ф.Валиев. Особенности поля сверхсветового источника 310 376 излучения, перемещающегося по отрезку прямой. – стенд.

Sh.M.Ruzimov. Investigation of mixing and diffusion processes 311 occurring in coatings of nickel alloy deposited using pulsed plasma jet. – *стенд*.

<u>В.Р.Гитлин</u>, А.В.Татаринцев, В.А.Макаренко, М.Н.Левин. 312 376 Радиационные эффекты в МОП-транзисторах с различными подзатворными диэлектриками. – стенд.

<u>В.Р.Гитлин</u>, А.В.Татаринцев, В.А.Макаренко, М.Н.Левин. 313 376 Радиационные методы снятия упругих деформаций в системе Si-SiO₂ и повышения электрической прочности окисного слоя. – стенд.

О.С.Фролов, А.А.Садовничий, Р.Б.Подвиянюк, <u>Ю.Н.Павленко</u>, 314 377 И.Л.Зайцевский, И.О.Павленко. Приемник ү-изображений для медицинской эмиссионной диагностики на основе сцинтиллятора CSJ(TL) и матрицы кремниевых фотодиодов. – стенд.

В.А.Абрамовский, Н.В.Радченко. О возможной форме 315 корреляционной зависимости между интенсивностью природных радиоактивных источников и уровнем онкологических заболеваний. – стенд.

В.М.Лебедев. Исследование аморфных кислород содержащих 316 пленок. – стенд.

<u>Н.А.Лебедев</u>, Д.В.Философов, А.Ф.Новгородов, И.В.Островский, – 377 *Н.А.Королев*. Метод изготовления источника позитронов на основе²²Na. – стенд.

<u>И.Е.Алексеев</u>, А.Е.Антропов, В.В.Лазарев. Радиационные 317 377 нарушения в аустенитных сталях под действием пучков протонов и дейтронов малых энергий. – стенд.

А.К.Авениров, <u>И.Е.Алексеев</u>, С.П.Орлов. Мессбауэровский 318 378 источник ^{125т}Те с высоким *f*-фактором. – *стенд*.

A.I.Svirikhin. Experiments using Ge detector array at the FLNR 319 JINR. – стенд.

<u>В.К.Гришин</u>, Б.С.Ишханов, Г.С.Нефедов. Методика проверки 320 применимости теоретических моделей описания ядерной резонансной флуоресценции в экспериментах с тормозным излучением. – стенд.

24 июня, 10:00

Секция 2

Экзотические ядерные системы

М.А.Жусупов, <u>Е.Т.Ибраева</u>, О.Имамбеков, Г.С.Нурбакова, 107 334 *Е.М.Турсунов.* Структура ядра ⁵Не в рамках трехчастичной *t*+*n*+*p* модели. – 10 *мин*.

<u>И.М.Наджафов</u>, М.Р.Раджабов, Н.И.Наджафов. Спиновые 108 334 корреляции частиц мюонно-фотонного ливня, образованного начальным *ү*-квантом. – 10 *мин*.

<u>V.A.Kuz'min</u>, T.V.Tetereva. Radiative muon capture on complex 109 nuclei.– 10 мин.

<u>*M.V.Evlanov, A.M.Sokolov, V.K.Tartakovsky.* On resonance charge- 110 exchange process $p(p, n) \Delta^{++} - 10$ мин.</u>

А.Н.Алмалиев, <u>И.В.Копытин</u>, М.А.Долгополов. Кооперативные 111 335 эффекты в неупругом рассеянии медленных нейтронов. – 10 *мин*.

<u>И.В.Копытин</u>, Э.М.Бабишов. Модель взрывного механизма 112 процесса синтеза обойденных ядер. – 10 мин.

<u>D.Kh.Tadzhibaeva</u>, R.Yarmukhamedov. Influence of the vertex 114 Coulomb effects on the mechanism of consecutive two protons transfer in the peripheric nuclear A(X,Y)B reaction, induced by unstable light nuclei at low energies. – 10 *мин*. Я.А.Бердников, М.Е.Завацкий, В.Т.Ким, В.Ф.Космач, 115 335 Е.Л.Крышень, <u>М.М.Рыжинский</u>, В.М.Самсонов. Влияние эффектов начального состояния на спектр лептонных пар в рА реакциях. – 15 мин.

24 июня, 10:00

Секция 3

Теоретическое описание структуры атомных ядер

И.А.Гнилозуб, С.Д.Кургалин, <u>Ю.М.Чувильский</u>. α -частичные 127 состояния в ядрах ²⁰Ne и ⁴⁴Ti. – 15 мин.

Б.Е.Гринюк, Н.В.Кузьменко, И.В.Сименог. Эффект Ефимова и 128 структурные функции системы трех частиц. – 5 *мин.*

И.В.Сименог, А.И.Туровский. Задача двух нуклонов в подходе 129 Дирака-Брейта. – 5 *мин.*

<u>С.А.Калачев</u>, А.Г.Дончев, Н.Н.Колесников, В.И.Тарасов. 130 Потенциал Л-кластер из 3-х, 4-х и 5-ти - частичных расчетов гиперядерных и ядерных систем. – 15 *мин*.

Объединенный доклад:

N.G.Goncharova, N.D.Pronkina. Distribution of M2 and M4 131 strengths in the ²⁶Mg- nucleus. N.G.Goncharova, V.A.Erokhova, N.D.Pronkina. Structure of 132 stretched states in the open shell nuclei. Докл. N.G.Goncharova. – 15 мин.

<u>С.Н.Куклин</u>, Г.Г.Адамян, Н.В.Антоненко. Спектроскопические 133 факторы и проницаемости барьеров в кластерной радиоактивности. – 15 *мин*.

<u>СП.Майданюк</u>, С.В.Бельчиков. Извлечение времени 134 336 туннелирования из экспериментального спектра тормозного излучения при *α*-распаде. – 10 *мин*.

I.V.Kozlovsky et al. To the problem of three unbound interacting – particles. – 10 *мин*.

<u>И.Н.Бобошин</u>, В.В.Варламов, Б.С.Ишханов, С.Б.Семин. Единое 135 337 описание энергий первых изобар-аналоговых состояний ядер. – 15 мин.

V.A.Drozdov, D.O.Eremenko, O.V.Fotina, <u>S.Yu.Platonov</u>, 137 O.A.Yuminov. Manifestation of the nuclear matter viscosity in the induced fission times of heavy nuclei. -10 Muh.

Объединенный доклад:

В.П.Гаристов, И.Адам, В.Г.Калинников, А.А.Солнышкин. 138 337 Низколежащие коллективные состояния в ¹⁶⁰ Dy. В.П.Гаристов, И.Адам, В.Г.Калинников, А.А.Солнышкин. 140 338 Описание энергий основной, γ-вибрационной и октупольной полос ¹⁶⁰Dy. Докл. А.А.Солнышкин. – 15 мин.

<u>K.A.Gridnev</u>, D.K.Gridnev, V.G.Kartavenko, V.E.Mitroshin, 142 V.N.Tarasov, D.V.Tarasov, W.Greiner. About a stability of nuclei with neutron excess. – 10 мин.

<u>T.M.Shneidman</u>, G.G.Adamian, N.V.Antonenko, R.V.Jolos. Cluster 142 interpretation of parity doublet rotational bands in odd-mass actinides. – 10 мин.

В.А.Плюйко, <u>А.Н.Горбаченко</u>. Анализ аналитических методов 143 338 учета вибрационных состояний в плотности уровней. – 15 *мин*.

В.С.Кинчаков. Учет обособления нуклонов внутри альфа- 144 кластеров в модели Бринка. – *стенд*.

С.П.Майданюк. Одномерные абсолютно-прозрачные 145 338 потенциалы типа $V(x) \sim \pm |x - xo|^{-n}$. – *стенд*.

<u>*Н.А.Буркова, К.А.Жаксыбекова, С.С.Григораш, А.В.Машура.* 146 339 Проектирование 2α п волновой функции ядра ⁹Ве на ⁸Lip, ⁷Lid, ⁶Lit кластерные каналы. – *стенд.*</u>

<u>А.Н.Водин</u>, Л.П.Корда, В.Ю.Корда. Анализ одночастичных 147 339 возбужденных состояний легких ядер в модели Нильссона. – *стенд*.

<u>А.Б.Кабулов</u>, Г.Баимбетова. Природа молекулярных состояний 148 339 в ¹⁸О и кластерная бозонная модель. – *стенд*.

А.И.Зиппа, Ю.Н.Новиков, В.А.Сергиенко. Формула для 149 определения парных энергий нуклонов. – *стенд.*

S.Krewald, V.B.Soubbotin, V.I.Tselyaev, X.Viňas. Quasilocal density 150 functional theory with account of pairing correlations. – стенд.

Ю.И.Коваленко, *В.Б.Субботин*, *В.И.Целяев*. Параметризация 151 340 энергетического функционала плотности с МЗҮвзаимодействием в ядерной материи. – *стенд*.

В.И.Куприков, А.П.Созник, В.Н.Тарасов, <u>Н.А.Чеканов</u>, 152 Д.В.Тарасов. Расчеты структуры атомных ядер методом Хартри-Фока. – *стенд*.

Н.И.Тарантин. Новая эмпирико-аналитической трактовка 153 340 структуры ядерных уровней. – *стенд.*

Ш.Шарипов, М.С.Надирбеков. О вращательно вибрационных 154 340 состояниях четно-четных ядер с квадрупольной и октупольной деформациями. – стенд.

В.С.Замиралов. Многочлены Эйлера и проблема нахождения 155 341 кратности состояний многофононной системы. – стенд.

24 июня, 10:00

Секция 4

Экспериментальные исследования механизмов ядерных реакций

А.С.Демьянова, Г.Болен, Ю.А.Глухов, С.А.Гончаров, 187 348 А.Изадпанах, <u>В.А.Маслов</u>, А.А.Оглоблин, Ю.Э.Пенионжкевич, М.В.Рожков, Ю.Г.Соболев, В.Трашка, Г.П.Тюрин, С.В.Хлебников, В.фонЭртцен. Рефрактивное поведение рассеяния ¹⁶O+¹⁴C. – 10 мин. <u>Ю.А.Глухов</u>, К.П.Артемов, А.С.Демьянова, А.А.Оглоблин, 188 348 В.П.Рудаков. Рефракционное рассеяние в системе ${}^{16}\text{O} + {}^{13}\text{C}$. – 10 мин.

<u>А.С.Демьянова</u>, Ю.А.Глухов, С.А.Гончаров, А.А.Оглоблин, 189 349 М.В.Рожков, В.Трашка, Г.П.Тюрин, С.В.Хлебников. Изучение упругого рассеяния ¹⁶O+¹²C при энергии ядер ¹⁶O 330 МэВ. – 10 мин.

<u>G.M.Gurevich</u>, A.L.Erzinkyan, P.-D.Eversheim, V.T.Filimonov, 190 V.Golovko, P.Herzog, I.Kraev, A.A.Lukhanin, A.A.Belyaev, V.I.Noga, V.P.Parfenova, T.Phalet, A.V.Rusakov, N.Severijns, Yu.G.Toporov, V.N.Vyachin, D.Zakoucky. Angular distributions of α -particles emitted by oriented ²⁵³Es and ²⁵⁵Fm nuclei. – 10 *мин*.

<u>В.В.Варламов</u>, Н.Н.Песков, Д.С.Руденко, М.Е.Степанов, 191 В.В.Чесноков. Новые данные о параметрах изоспинового расщепления ГДР ядра ⁹⁰Zr. – 10 *мин*.

Объединенный доклад

М.А.Ёлкин, Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, Е.И.Лилеева, 192 349 *Е.В.Широков.* Систематика изоспиновых компонент сечений фотопоглощения.

М.А.Ёлкин, Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, Е.И.Лилеева, 193 350 *Е.В.Широков.* Процедура «выключения» изоспиного расщепления гигантского резонанса как критерий роли этого расщепления в формировании ширина резонанса.

М.А.Ёлкин, Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, И.В.Макаренко, 194 350 *Е.И.Лилеева, Е.В.Широков.* Определение главного числового параметра в формуле для величины изоспинового расщепления гигантского резонанса.

Докл. И.М.Капитонов – 15 мин.

<u>М.Л.Горелик</u>, М.Г.Урин. О полумикроскопическом описании 195 351 сечений фотопоглощения и парциальных фотонуклонных реакций с возбуждением ГДР. – 15 *мин*.

В.Д.Буркерт, <u>А.А.Болучевский</u>, Б.С.Ишханов, В.И.Мокеев, 196 351 М.Ангинольфи, М.Баттальери, Р.ДеВита, Е.Н.Головач, Л.Елоурдрхири, Е.Л.Исупов, Н.С.Марков, Дж.Рикко, М.Рипани, М.Таюти, Г.В.Федотов, Н.В.Шведунов. Новые возможности исследований N* в анализе поляризационных наблюдаемых эксклюзивного фото- и электро- рождения пар пионов на протоне.– 10 мин.

<u>С.Н.Афанасьев</u>, А.Ф.Ходячих. Реакции ${}^{12}C(\gamma,n)^{3}He2\alpha$ в 197 352 промежуточной области энергий. – 10 *мин*.

<u>S.A.Karamian</u>, J.J.Carroll, J.Adam, N.A.Demekhina. Production of 198 the 178m2 Hf isomer at 4.5 GeV electron accelerator. – 10 *мин*.

<u>В.М.Хвастунов</u>, В.В.Деняк, Ю.Н.Ранюк. Рассеяние электронов 199 352 на ядрах ⁵⁴Fe и ⁵⁶Fe в области энергий возбуждения гигантских резонансов. – 10 *мин*.

<u>*Н.А.Буркова, К.А.Жаксыбекова, М.А.Жусупов.* Исследование 200 353 реакции 7 Li(d, γ)⁹Be в области низких энергий. – 10 *мин.*</u>

Ю.А.Честнов. Механизм динамичного деления атомных ядер 201 353 релятивистскими протонами. – 10 *мин*.

T.V.Chuvilskaya, A.A.Shirokova, M.Herman. The excitation 202 functions and isomeric cross section ratios for the reactions 84,86,87 Sr(6,4 He,n,2n) 89mg Zr. – *cmehd*.

<u>А.С.Качан</u>, И.С.Ковтуненко, И.В.Кургуз, В.М.Мищенко, 203 354 *Р.П.Слабоспицкий*. Резонансноподобная структура, наблюдаемая в реакции 22 Ne(p, γ) 23 Na. – *стенд*.

Б.А.Немашкало, К.В.Шебеко, <u>С.Н.Утенков.</u> Парциальные 205 354 сечения реакции 66 Zn(p, γ_i) 67 Ga. – *стенд*.

Н.Т.Буртебаев, Д.Зазулин, <u>Е.Т.Ибраева</u>, Ш.Ш.Сагиндыков. 206 355 Новые измерения и расчет сечений реакций (р, γ) на ядрах ¹²C, ¹⁴N, ¹⁶O при низких энергиях. – *стенд*. И.Адам, <u>К.Катовски</u>, Р.Михел, А.Балабекян, В.Г.Калинников, 207 355 В.С.Пронских, А.А.Солнышкин, В.И.Стегайлов, В.М.Цупко-Ситников. Исследование сечений образования продуктов реакции ($T_{1/2} \ge 100$ дней) протонов с энергией 660 МэВ на ядрах ²³⁸U. – стенд.

S.R.Palvanov. Izomeric yield ratios and cross section ratios of the 209 photoproton reactions on 96,98 Mo. – *cmeHd*.

Н.М.Правдивый, <u>И.А.Корж</u>, Н.Т.Скляр. Средние резонансные 210 параметры четных изотопов олова.– *стенд*.

24 июня, 10:00

Секция 5

Теория ядерных реакций

Объединенный доклад:

В.В.Самарин. Описание слияния деформированных и 240 364 сферических ядер методом сильной связи каналов.

В.В.Самарин. Описание нейтронных передач в реакциях 241 364 слияния тяжелых ядер на основе нестационарного уравнения Шредингера.

Докл. В.В.Самарин. – 15 мин.

<u>A.S.Zubov</u>, G.G.Adamian, N.V.Antonenko, S.P.Ivanova, W.Scheid. 243 Survival probabilities of superheavy nuclei with recent predictions of nuclear properties. – 15 *мин*.

Объединенный доклад:

В.И.Загребаев, М.А.Науменко, А.С.Деникин. Описание процессов 244 нуклонных передач в глубоко-неупругих столкновениях тяжелых ионов, реакциях слияния и деления.

М.А.Науменко, А.С.Деникин, В.И.Загребаев. Роль нуклонных – передач в глубоко-неупругих столкновениях тяжелых ионов. Докл. *В.И.Загребаев.*– 15 *мин.*

К.А.Кутербеков, <u>Т.К.Жолдыбаев</u>, Ю.Э.Пенионжкевич, 245 365 И.Н.Кухтина. Взаимодействие ⁴Не-частиц со стабильными ядрами и эффективные нуклон-нуклонные силы. – 15 мин.
<u>А.С.Борчиков</u>, О.В.Булеков, А.В.Моисеенко, А.К.Поносов, 246 Ф.М.Сергеев. Исследование механизма глубоконеупругих ядерных реакций – новый подход. – 10 *мин*.

<u>S.E.Omelchuk</u>, L.I.Slyusarenko, V.V.Tokarevskyю. Nuclear structure 247 impact on total reaction cross-sections. – 10 мин.

А.В.Кузниченко, *Г.М.Онищенко*, *В.В.Пилипенко*, *Н.Буртебаев*. 248 365 Рефракционные эффекты в неупругом рассеянии ${}^{16}\text{O}+{}^{28}\text{Si}$ и ${}^{4}\text{He}+{}^{24}\text{Mg}$ и полюсы *S*-матрицы. – 10 *мин*.

В.И.Куприков, <u>В.В.Пилипенко</u>, А.П.Созник. Описание нуклон- 249 365 ядерного рассеяния на основе полумикроскопического оптического потенциала. – 10 *мин.*

25 июня, 10:00

Пленарное заседание II

<u>В.В.Варламов</u>, С.Ю.Комаров, А.В.Кочетков, Н.Н.Песков, 49 324 Д.С.Руденко, М.Е.Степанов, В.В.Чесноков. Согласование данных по сечениям реакций (ү,n), (ү,2n), (ү,3n) и (ү,abs) и исчерпывание дипольного правила сумм. – 30 *мин*.

В.Ф.Ежев. Время жизни нейтрона: достижения и перспективы. – – 30 *мин.*

<u>B.N.Zakhariev</u>, V.M.Chabanov. Resonances in barrier penetrations. – 50 30 мин.

Ю.И.Романов. Солнечные нейтрино с линейчатым спектром 51 опытах по ve- рассеянию. – 20 *мин*.

ДИНАМИКА И КОГЕРЕНТНЫЕ ЭФФЕКТЫ ДЛЯ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

С.Г. Кадменский, Л.В. Родионова Воронежский государственный университет

На основе квантовомеханической теории тройного деления ядер [1], использующей представление многочастичной стационарной теории ядерных реакций с учетом трехчастичной кинематики процесса и связи каналов деления и адиабатическое приближение для фрагментов деления в асимптотической области делящейся системы, исследованы динамические характеристики амплитуд парциальных делительных ширин и угловых и энергетических распределений продуктов тройного деления для общего случая появления третьих частиц с произвольным собственным спином J_3 и отличными от нуля проекциями K_3 и K_{l_3} указанного спина и орбитального момента l₃ третьей частицы на ось симметрии делящегося ядра. Анализ структуры потенциалов взаимодействия между фрагментами тройного деления и третьей частицы с указанными фрагментами приводит к заключению, что когерентный механизм накачки больших значений спинов и относительных орбитальных моментов фрагментов деления остается в силе при переходе от двойного к тройному делению ядер. Обнаруженный экспериментально с высокой степенью точности [2] факт перпендикулярности спинов фрагментов двойного и тройного деления оси симметрии делящегося ядра позволяет сделать вывод о малости проекций полных спинов фрагментов деления и третьих частиц на указанную ось и о параллельной ориентации спинов фрагментов деления. В этом случае объясняется экспериментальный факт [2], независимости угловых распределений мгновенных гамма-квантов, высвечиваемых фрагментами тройного деления ядер, от спина и направления вылета третьей частицы.

Анализ угловых распределений третьих частиц относительно направления вылета фрагментов тройного деления позволяет сделать вывод о выделенности состояний третьих частиц с l_3 и K_{l_3} , что может свидетельствовать о существенном влиянии сверхтекучих корреляций на вероятности формирования третьих частиц и заметно ограничивать влияние температурных эффектов. Анализ *P*-четных, *P*-нечетных и *T*-нечетных корреляций с учетом третьих частиц также подтверждают этот результат. Для детальной проверки данного результата обоснована возможность проведения ряда новых экспериментов, связанных с исследованием *T*-нечетных эффектов.

Работа выполнена при поддержке гранта INTAS (№03-51-6417), гранта РФФИ (№03-02-17469), фонда «Династия» и МЦФФМ.

^{1.} С.Г.Кадменский // ЯФ. 2002. Т.65. С.18; 2004. Т.67. С.241.

^{2.} A.Mutterer et al. // World Scientific. 1990. V.10. P.727.

ВЫХОДЫ И РЕДКИЕ СПОСОБЫ РАСПАДА ОСКОЛКОВ ФОТОДЕЛЕНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

Ю.П. Гангрский, В.И. Жеменик, Г.В. Мышинский, Ю.Э. Пенионжкевич, Е.А. Сокол Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

Одним из перспективных способов получения нуклидов с большим избытком нейтронов является деление тяжелых ядер. Успех исследований таких нуклидов в значительной степени определяется значениями их выходов, которые зависят от характеристик выбранной реакции. Для выбора реакции деления и ее характеристик проведены измерения независимых выходов осколков фотоделения широкого круга ядер – ²³²Th, ²³⁸U, ²³⁷Np, ²⁴⁴Pu, ²⁴³Am и ²⁴⁸Cm. Эксперименты проводились на пучке тормозного излучения с граничной энергией 25 МэВ микротрона МТ-25 Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

В этих экспериментах были определены изотопные распределения независимых выходов осколков Kr в диапазоне массовых чисел A = 89 - 93 и Xe (A = 135 - 143). Изотопы Kr и Xe эффективно отделялись от остальной массы осколков путем прокачки газа с осколками деления через фильтр и криостат. Инертные газы конденсировались в криостате, а все остальные осколки задерживались фильтром. Идентификация изотопов и определение их выходов проводились по спектрам их γ -излучения. Из измеренных изотопных распределений осколков Kr и Xe были получены их средние массовые числа (их отличия от соответствующих неискаженным зарядовым распределениям составляю 0,50 ±0,15 массовых единиц) и дисперсии (1,70 ± 0,15).

Из полученных изотопных распределений следует, что выходы наиболее нейтроноизбыточных осколков при фотоделении ²³⁸U или ²⁴⁴Pu заметно выше, чем в случае деления ²³⁵U тепловыми нейтронами. Это подтверждает перспективность получения нуклидов с большим избытком нейтронов при фотоделении тяжелых ядер. В наиболее нейтроноизбыточных осколках энергия β-распада достигает 10 – 15 МэВ. Это может приводить к необычным видам их радиоактивного распада, например, к эмиссии пары нейтронов после β-распада. Получены указания на существование этого вида распада в группе тяжелых осколков при фотоделении ²³⁸U.

АНАЛИТИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ПОСТРОЕНИЮ ОПЕРАТОРОВ ЭФФЕКТИВНЫХ АДРОН-АДРОННЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ К НУКЛОН-НУКЛОННОМУ РАССЕЯНИЮ В ОБЛАСТИ НИЗКИХ И ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЙ

А.Н. Сафронов¹, А.А. Сафронов²

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ им. М.В.Ломоносова ² Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики

В последние годы новый импульс развитию теории сильных взаимодействий дала киральная эффективная теория (КЭТ), основанная на квантовой хромодинамике (КХД) и идее спонтанного нарушения киральной инвариантности [1]. В этом подходе путем замены переменных в функциональных интегралах по фундаментальным полям КХД осуществляется переход к формулировке теории сильных взаимодействий в терминах адронных степеней свободы. Центральную роль в КЭТ играют мезонные поля, кванты которых имеют двоякую природу: с одной стороны, они представляют собой связанные состояния $\bar{q}q$ -пар, а с другой стороны, являются голдстоуновскими бозонами, как следствие спонтанного нарушения киральной инвариантности. К сожалению, применение КЭТ ограничено лишь областью очень малых энергий. Построение эффективной теории адронадронных взаимодействий, справедливой не только при низких, но и при промежуточных энергиях (~ 1 ГэВ) представляет значительный интерес для ядерной физики. В данной работе предложен подход к построению операторов эффективных адрон-адронных взаимодействий, основанный на применении принципа максимальной аналитичности S-матрицы и методах решения обратной квантовой задачи рассеяния Гельфанда-Левитана-Марченко-Мартена [2]. Оператор эффективного взаимодействия в уравнении Липпмана-Швингера строится таким образом, чтобы обеспечить требуемую структуру динамических разрезов релятивистских (фейнмановских) парциальных амплитуд адрон-адронного рассеяния, обусловленных обменными процессами голдстоуновских бозонов, в комплексной плоскости квадрата полного 4-импульса системы в s-канале. Метод применен для построения эффективных NN-потенциалов ${}^{1}S_{0} - \mu {}^{3}S_{1} -$ состояниях. Показано, что эффекты высших порядков по мезон-нуклонным константам связи в эффективных NN-потенциалах генерируют дополнительное отталкивание на малых расстояниях, не связанное с механизмом обмена ωмезоном. Теория приводит к хорошему описанию фазовых сдвигов вплоть до энергии налетающего нуклона в лабораторной системе $T_L \cong 1200 \,\text{M}$ эВ.

^{1.} Б.Л.Иоффе // УФН. 2001. Т.171. №12. С.1273.

^{2.} К.Шадан, П.Сабатье // Обратные задачи в квантовой теории рассеяния. М.: Мир, 1980.

RESTORATION OF HEAVY-ION POTENTIALS AT INTERMEDIATE ENERGIES AND THE PROBLEM OF THEIR AMBIGUITY

K.M. Hanna^{1,2}, V.K. Lukyanov², K.V. Lukyanov²,

B. Słowiński^{3,4}, E.V. Zemlyanaya²

¹ Math. and Theor. Phys. Dept., NRC, Cairo, Egypt; ² JINR, Dubna, Russia ³ Warsaw University of Technology, Poland; ⁴ IAE, Otwock-Swierk, Poland

The nucleus-nucleus potential can be constructed in the form of the doublefolding model and composed of direct and exchange parts [1]. The direct part can be represented in the form [2]

$$U(r) = -\frac{1}{2\pi^2} \int dq \ q^2 j_0(qr) \rho_1^o(q) \rho_2^o v_{NN}(q), \tag{1}$$

where $\rho^{o}(q)$ are the Fourier transforms of point-like densities of nuclei. Then, expressing the Fourier transform of the nucleon-nucleon potential $v_{NN}(q)$ through the NN-amplitude of scattering as $v_{NN}(q) = -(2\pi\hbar^2/\mu)f_{NN}(0)f(q)$, where f(q) is a form factor of the NN-interaction and $f_{NN}(0) = (k_{NN}/4\pi)\sigma_{NN}(i+\alpha_{NN})$, one obtains

$$U(r) = -\frac{\hbar v}{(2\pi)^2} \sigma_{NN}(i + \alpha_{NN}) \int dq \ q^2 j_0(qr) \rho_1^o(q) \rho_2^o(q) f(q).$$
(2)

This result is in coincidence with the result given in ref. [3] which obtained using the optical limit of the Glauber theory [4]. However, the ambiguity problem still exists. Indeed, in both methods the implied convolution integrals have a physical meaning only for the outer region of nucleus-nucleus collision. Besides, the exchange terms are removed whereas they play the definite role, too. Therefore, we calculate the real part of the optical potential using the doublefolding procedure where direct and exchange parts are included and the effective NN-forces depend on the collision energy [1]. The respective calculations of the elastic differential and total reaction cross-sections for a set of couples of colliding nuclei are performed, and the conclusion is made that the tested potentials are in fact may be called the surface-equivalent potentials. Then, basing on the method developed in [5] we restore the set of other heavy-ion potentials having the same behavior in the outer region but different shapes in the interior domain of collision. The physical criteria is discussed on the selection between these potentials either by demanding the correct asymptotics which agree with the right behavior of the nuclear single particle wave functions, or by estimating the appropriate values of their outer volume integrals.

- 1. DaoT.Khoa, G.R.Satchler // Nucl. Phys. A. 2000. V.55. P.3.
- 2. G.R.Satchler and W.G.Love // Phys.Rep. 1979. V.55. P.183.
- 3. Prashant Shukla // Phys.Rev.C. 2003. V.67. 054607.
- 4. R.J.Glauber //Lectures in Theor. Phys., 1 (Interscience, New York, 1959).
- 5. V.K.Lukyanov, et al. // Izv. RAN. Ser. fiz. 2003. V.67. no.1. P.55.

РОЛЬ ПРИНЦИПА ПАУЛИ В ПРОЦЕССАХ СТОЛКНОВЕНИЯ ЛЕГКИХ ЯДЕР

Г.Ф. Филиппов, Ю.А. Лашко

Институт теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова, Киев, Украина

В рамках метода резонирующих групп изучается влияние принципа Паули на структуру состояний непрерывного спектра компаундсистем, образующихся на промежуточной стадии столкновения легких ядер. Анализ обусловленных оператором антисимметризации обменных эффектов проводился на основе дискретного представления полного базиса разрешенных состояний многочастичного гармонического осциллятора, классифицированных с помощью индексов 811(3)-симметрии. Задача на собственные функции и собственные значения ядра нормировки (интеграла перекрытия антисимметричных генераторных функций метода Хилла-Уиллера) была сведена к решению алгебраическими методами интегральных уравнений в пространстве Фока-Баргманна [1,2].

Во всех случаях приближённого учёта обменных эффектов (см., например, [2,3]) принцип Паули моделировался потенциалом отталкивания и его роль сводилась к устранению запрещённых состояний из волновой функции. Между тем, оператор антисимметризации действует также и на разрешённые состояния, порождая матрицу эффективного потенциала, диагональную в представлении последних. Если собственные значения разрешенных состояний меньше единицы, то обменные эффекты проявляют себя как отталкивание между сближающимися кластерами. Если же собственные значения превышают единицу, то они проявляют себя как притяжение. Расстояния между кластерами, на которых вступает в игру принцип Паули, зависят от структуры кластеров и в несколько раз превышают радиус сил взаимодействия, порождаемых потенциалом нуклон-нуклонных сил.

В том случае, когда есть несколько открытых каналов, обменные эффекты приводят к неупругим процессам и участвуют в формировании сечений неупругого рассеяния, сопровождающегося или возбуждением кластеров, или их перестройкой.

Существенное усиление обменных эффектов наблюдается при одновременном учете разных кластерных конфигураций - таких, например, как ⁶He+⁶He и ⁴He+⁸He, актуальных для составного ядра ¹²Be. Это явление связано с тем, что появляются ветви возбуждений с особенно большими, превосходящими единицу собственными значениями разрешенных состояний.

- 1. G.F.Filippov et. al. // Few-Body Syst. 2003. V.33. P.173.
- 2. Г.Ф.Филиппов и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2003. Т.67. С. 1539.
- 3. А.И.Базь // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т.14. С.607.
- 4. В.И.Кукулин и др. // .1979. Т.10. Вып.6. С.1236.

О ПРИМЕНИМОСТИ СТАТИСТИЧЕСКОГО ПОДХОДА К ОПИСАНИЮ НОВЫХ ЭКПЕРИМЕНТОВ ПО *Т*-НЕЧЕТНОЙ АСИММЕТРИИ В ТРОЙНОМ ДЕЛЕНИИ

В.Е. Бунаков

Петербургский Институт Ядерной Физики РАН, Гатчина

Недавно были проведены новые измерения [1,2] *Т*-нечетной асимметрии в тройном делении мишеней *U* и ²³⁹*Pu* холодными поляризованными нейтронами. Было подтвержено [1], что асимметрия $\langle D \rangle$ для *Pu* меньше, чем для изотопов *U* по крайней мере на порядок ($\langle D \rangle = (-0.15 \pm 0.2) \times 10^{-3}$). Предварительные данные указывают также на рост эффекта с увеличением массовой асимметрии осколков деления.

В настоящей работе мы попытались воспроизвести эти экспериментальные закономерности в рамках нашего статистического подхода [3,4], предполагая, что все свойства осколков деления, определяющие теоретическое выражение для $\langle D \rangle$, практически одинаковы для изотопов U и ²³⁹Pu. Тогда разница эффектов для разных мишеней будет в основном определяться различием спинов J^{\pm} компаунд-ядер и вкладов $\sigma(J^{+})$, $\sigma(J^{-})$ соответствующих резонансов в полное сечение деления. Эти вклады известны только для ²³⁵U и (приближенно) для ²³⁹Pu. Фиксируя постоянные по экспериментальной величине $\langle D(^{235}U) \rangle = (1.01 \pm 0.2) \times 10^{-3}$, мы получили $\langle D(^{239}Pu) \rangle \approx 0.07 \times 10^{-3}$, в согласии с экспериментом.

Массовую зависимость эффекта можно качественно объяснить массовой зависимостью параметров *а* плотности уровней и моментов инерции \Im осколков, также входящих в теоретическое выражение для < D >. Работа выполнена при поддержке INTAS (No. 03-51-6417).

- 1. A.Gagarski et.al. //in:"Proc. of XVI Conf. on Fission Physics, 7 10 October, 2003", IPPE, Obninsk (в печати).
- 2. A.Gagarski et.al. //in:"Abstracts of ISINN-12, May, 2004".JINR, Dubna (в печати).
- 3. В.Е.Бунаков // ЯФ. 2002. Т.65. С.648.
- 4. В.Е.Бунаков, Ф.Генненвайн // ЯФ. 2002. Т.65. С.2096.

NUCLEAR STRUCTURE OF LIGHT DRIP LINE NUCLEI VIA RESONANCE REACTIONS WITH RADIOACTIVE BEAMS

V.Z. Goldberg^{1,8}, G.V. Rogachev², A. Aprahamian², F.D. Becchetti³, P. Boutachkov¹ Y. Chen³, P.A. DeYoung⁵, G.G. Chubarian¹, A. Fomichev⁴, M.S. Golovkov⁴, J.J. Kolata², Yu.Ts. Oganessian⁴, G.F. Peaslee⁵, M. Quinn², A.M. Rodin⁴, B.B. Skorodumov², R.S. Slepnev⁴, G. Tabacaru¹, X.D. Tang⁶, G. Ter-Akopian⁴, L. Trache¹, R.E. Tribble¹, W.H. Trzaska⁷, R. Wolski⁴, A.

Wöhr²

¹ Texas A&M University, Cyclotron Institute, College Station, USA
² University of Notre Dame, Notre Dame, USA
³ Physics Department, University of Michigan, Ann Arbor, USA
⁴ Joint Institute of Nuclear Research, Dubna, Russia
⁵ Physics Department, hope College, Holland, USA
⁶ Argonne National Laboratory, Argonne, Indiana USA
⁷ Physics Department, University of Jyväskylä, Jyväskylä, Finland
⁸ RRC "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

Technological breakthroughs in the last decade have lead to producing of beams of exotic nuclei in different laboratories. Exotic nuclei provide a new testing ground for modern theories of nuclei and for general understanding of the quantum many body systems. Recently resonance reactions, such as resonance elastic proton scattering and resonance (p,n) process, became powerful tools for the spectroscopic studies of exotic nuclei (see Refs. [1, 2, 3, 4, 5].

In this contribution, we discuss recent results obtained for proton and neutron rich nuclei by means of resonance reaction studies. More specifically spectros-copy of low lying states in ¹⁵F [3], populated in ¹⁴O+p scattering will be reported. First applications of resonance reaction technique for studies of neutron rich isotopes of helium [4, 5], studied through their isobar analog states in ^{7,9}Li, will be discussed.

The results clearly demonstrate new features of drip line nuclei spectroscopy.

- 1. V.Z.Goldberg, A.E.Pakhomov // Phys. At. Nucl. 1993. V.56. P.1167.
- 2. G.V.Rogachev et al. // Phys. Rev. C. 2001. V.64. 061601 (R).
- 3. V.Z.Goldberg et al. // Phys. Rev. C. 2004. V.69. 031302 (R).
- 4. G.V.Rogachev et al. // Phys. Rev. C. 2003. V.67. 041603 (R).
- 5. G.V.Rogachev et al. // Phys. Rev. Lett. (submitted).

γ-ИЗЛУЧЕНИЕ, ИНИЦИИРУЮЩЕЕ α-РАСПАД

С.Д. Кургалин, Ю.М. Чувильский Воронежский государственный университет, Россия

Эффекты запрета (сильного подавления) α -переходов возникают при: i) большой разности спинов начального и конечного ядер; ii) различии их структуры (большой разности значений *K* и др.); iii) несовпадении изоспинов начального и конечного состояний; iv) несоответствии четности перехода $\pi = \pi_i \pi_f$ и уносимого момента $L(\pi \neq (-1)^L)$ в случаях, когда спин начального и/или конечного состояния равен нулю.

В случаях iii) и iv) запрет полностью снимается, если одновременно с α частицей испускается γ -квант, причем для этого достаточно фотона какойлибо из ведущих мультипольностей: *E1*, *M1* или *E2*. Таким образом, сильно запрещенный α -переход может реализоваться как $\gamma \alpha$ -процесс, характеризующийся непрерывным спектром обеих вылетающих частиц. Возникающее при этом γ -излучение мы назвали "инициирующим".

Обсуждаемый процесс принципиально отличается от внутреннего тормозного излучения (ВТИ) при α -распаде [1] с испусканием тормозного γ кванта, поскольку в нем: *a*) на одну α -частицу приходится один γ -квант, а при ВТИ это соотношение имеет порядок 10^{-6} ; *b*) спектр этого излучения, согласно нашим расчетам, имеет вид широкого максимума, в то время как интенсивность ВТИ быстро спадает с ростом энергии; *c*) характеристики инициирующего излучения определяются свойствами ядра, а ВТИ является барьерным эффектом; *d*) мультипольность данного излучения (и следовательно, характер угловых корреляций) зависит от квантовых характеристик уровня, в то время как во ВТИ почти всегда доминирует *E1*излучение.

Проведен расчет спектра излучения, инициирующего запрещенные по четности α -распад уровня 2⁻ ядра ¹⁶O и α +d-распад уровня (0⁺, T=1) ядра ⁶Li. Сравнение с результатами известных для первого случая измерений [2] запрещенного по четности α -перехода показывает, что обсуждаемое $\gamma \alpha$ излучение вполне может быть зарегистрировано, хотя в данном случае E1переход подавлен на фактор 10⁻⁴ в силу запрета по изоспину, а M1переходы оказываются еще более слабыми ввиду специфических свойств уровня 2⁻. Спектры $\gamma \alpha$ - и безызлучательного α -переходов при этом оказываются хорошо разделенными.

Работа поддержана РФФИ, грант № 02-02-16411.

- 1. С.Д.Кургалин, Ю.М.Чувильский, Т.А.Чуракова // Изв. РАН. Сер. физ. 2001. Т.65. С.666.
- 2. K.Neubeck et al. // Phys. Rev. C. 1974. V.10. P.320.

ВНУТРЕННЕЕ ТОРМОЗНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ α-РАСПАДЕ ИЗ ВЫСОКОСПИНОВЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР

С.Д. Кургалин, Ю.М. Чувильский, Т.А. Чуракова Воронежский государственный университет, Россия

Расчет спектров внутреннего тормозного излучения (ВТИ) при α - и кластерном распадах [1] из основных ядерных состояний, при котором используются реалистические потенциалы взаимодействия α -частиц и более тяжелых кластеров с ядрами, показал, что основной вклад в амплитуду процесса вносят значительные (соответствующие внешней точке поворота и еще бо́льшие) расстояния между фрагментами распада, а доминирующей мультипольностью излучаемого γ -кванта является *E1*. Немногим существеннее оказывается вклад пространственных областей, соответствующих размерам ядра, при излучении тормозного γ -кванта в протонном распаде [1].

Настоящая работа посвящена исследованию процесса ВТИ при α -распаде из высокоспиновых изомерных состояний 18^+ ядра 212 *Po* и 9^- ядра ^{209}Bi .

Проведенные расчеты показали, что по сравнению с α-распадом из основных состояний ядер более высокая энергия и, что еще существеннее, большой момент, уносимый в этих случаях α-частицей, приводят к увеличению вклада внутриядерной области в амплитуду процесса, а также усилению роли высоких электрических мультиполей. Эти данные свидетельствуют о том, что экспериментальное наблюдение ВТИ при α-распаде высокоспиновых изомеров будет представлять значительный интерес. При этом особенно важным становится измерение и анализ угловых αγкорреляций в процессе ВТИ.

Работа поддержана РФФИ, грант № 02-02-16411.

^{1.} С.Д.Кургалин, Ю.М.Чувильский, Т.А.Чуракова // Изв. РАН. Сер. физ. 2001. Т.65. С.666.

СТИМУЛИРОВАНИЕ β-РАСПАДА СТАБИЛЬНЫХ ЯДЕР СИНХРОТРОННЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

И.В. Копытин, К.Н. Карелин, А.Н. Алмалиев, В.А. Фофонов Воронежский государственный университет

В [1,2] был рассмотрен механизм эндотермического бета-распада стабильных атомных ядер, находящихся в поле электромагнитного излучения (фотобета-распад). Основной вклад в реакцию вносит процесс, когда фотон рождает электрон-позитронную пару в поле ядра, а затем стабильное ядро поглощает позитрон и испускает антинейтрино. В качестве источников электромагнитного поля рассматривались либо высокотемпературная плазма [1], либо синхротронное излучение [2]. В [2] выражение для скорости фотобета-распада было получено в приближении плоских волн, однако, как показано в [1], расчеты по такой модели дают существенно заниженные результаты.

В настоящей работе был исследован процесс бета-распада стабильных ядер, инициированный синхротронным излучением, с точным учетом кулоновского поля распадающегося ядра и релятивистских эффектов на всех стадиях реакции.

На основе данной модели получены зависимости вероятности β -распада от заряда ядра и величины пороговой энергии $\Delta = M_{Z+1} + m_e \cdot M_Z$ (M_Z – масса ядра (A, Z), m_e – масса электрона). Найдено, что учет кулоновского поля ядра в рассматриваемом процессе принципиально важен и приводит к значительному увеличению вероятности фотобета-распада по сравнению с результатами из [2], а также к появлению существенной зависимости от зарядового числа ядра Z. Рассчитаны скорости реакции для ряда изотопов с относительно небольшой (50-200 кэВ) пороговой энергией.

Работа поддержана Минобразования РФ, грант № А03-2.9-450.

2. А.Н.Алмалиев, И.В.Копытин, А.В.Склокин // Вестник ВорГУ. Сер. физика, математика. 2001. №2. С.7.

^{1.} И.В.Копытин, К.Н.Карелин, А.А.Некипелов // Изв. РАН. Сер. физ. 2003. Т.67. №5. С.670.

О ВОЗМОЖНОСТИ УСКОРЕНИЯ ЗАПРЕЩЕННЫХ β-ПЕРЕХОДОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ПОЛЕМ

И.В. Копытин, К.Н. Карелин, В.А. Фофонов, М.И. Беркман Воронежский государственный университет

Проблема воздействия на скорость естественного β -распада ядер электромагнитным полем рассматривалась в ряде работ (см., напр., обзор [1], а также [2, 3]). Как выяснилось, изменение β -распадных характеристик в принципе могло бы быть обнаружено в сверхсильных лазерных полях, однако экспериментальная проверка этих предсказаний пока невозможна. Исключением могли бы быть β -процессы, в которых существенным образом участвует электронная оболочка атома, например, электронный захват или β -распад в связанное состояние атомной оболочки. Но и в этих случаях наблюдения возможны лишь при создании специфических условий [2, 3]. Появление в последнее время в ряде научных центров источников синхротронного излучения большой мощности и с энергиями в рентгеновском диапазоне позволяет вновь вернуться к задаче прямого воздействия на характеристики ядерного β -распада электромагнитным полем, выбирая в его качестве поле синхротронного излучения. Такая задача и является целью настоящего теоретического исследования.

Рассматривались нуклиды с большим периодом полураспада (⁷⁹Se, ⁸⁷Rb, ¹⁰⁷Pd, ¹¹³Cd, ¹²⁹I, ¹³⁵Cs). При расчете скоростей β-переходов использовался физический механизм эндотермического фотобета-распада, стимулированного синхротронным излучением с энергией 55 кэВ в максимуме (ускоритель PETRA, Гамбург, Германия). Расчеты по предложенной модели проводятся с точным учетом кулоновского поля ядра и релятивизма лептонов (см. настоящий сборник тезисов, а также [4]). Возможность увеличения скорости запрещенного β-перехода обусловлена тем, что при эндотермическом β-распаде можно рассматривать β-переходы в возбужденные состояния дочернего ядра с энергией, которая может быть выше граничной,

Получено, что для вышеперечисленных ядер отношение скоростей фотостимулированного и естественного β -переходов лежит в диапазоне $10^{-3} \div 10^{-10}$.

Работа поддержана Минобразования РФ, грант № А03-2.9-450.

1. И.М.Тернов и др. // ЭЧАЯ. 1989. Т.20. С.51.

и относящиеся к категории разрешенных.

2. И.С.Баткин, И.В.Копытин // ЯФ. 1991. Т.53. С.930.

3. M.Jung et al. // Phys. Rev. Lett. 1992. V.69. P.2164.

4. И.В.Копытин, К.Н.Карелин, А.А.Некипелов // Изв. РАН. Сер. физ. 2003. 5. Т.67. №5. С.670.

О КОЛЛАПСЕ ЯДЕРНОЙ АМПЛИТУДЫ 2*vββ*-РАСПАДА В КВАЗИЧАСТИЧНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ СЛУЧАЙНОЙ ФАЗЫ

В.А. Родин¹, М.Г. Урин², А. Фэсслер¹

¹ Institut fuer Theoretische Physik der Universitaet Tuebingen, Germany ² Московский инженерно-физический институт (государственный университет)

Многочисленные расчеты ядерной (Гамов-Теллеровской) амплитуды двойного двухнейтринного β-распада, выполненные в рамках квазичастичного приближения случайной фазы (QRPA), однозначно свидетельствуют о существовании коллапса амплитуды (т.е. обращения ее в нуль) при некотором реалистическом значении интенсивности взаимодействия в зарядово-обменном частично-частичном 1⁺ канале. Однако механизм такой зависимости, впервые обнаруженной в пионерской работе [1], остается до сих пор не выясненным. Идея о связи коллапса амплитуды 2 v β β-распада с восстановлением нарушенной спин-изоспиновой SU(4) симметрии в ядрах, подтвержденная в точно решаемой упрощенной ядерной модели [1], была развита в [2] для реалистической ситуации. Поскольку в пределе ненарушенной SU(4) симметрии амплитуда распада обращается в нуль, то естественно пытаться явно выразить амплитуду в терминах нарушающих симметрию членов модельного гамильтониана. Попытка реализации этой идеи [2] основывалась на модели независимых квазичастиц и поэтому не смогла дать ответа на вопрос о коллапсе амплитуды в QRPA.

В представленной работе мы существенно развили подход [2] для реалистических расчетов в рамках QRPA. Как и в [2], исходным пунктом анализа является модельно-независимое, тождественное преобразование амплитуды 2 *v*ββ-распада к выражению, содержащему два слагаемых. Как оказалось, одно из слагаемых пропорционально специфическому энергетическивзвешенному правилу сумм, зависящему только от взаимодействия в канале частица-дырка. Конкретные вычисления выполнены для ядер ⁷⁶Ge, ¹⁰⁰Мо и ¹³⁰Те с использованием реалистического модельного гамильтониана, чьи свойства детально изучены в работе [3]. Было найдено, что в рамках QRPA указанное правило сумм линейно зависит от отношения g'_{pp} интенсивностей взаимодействия в 1⁺ и 0⁺ частично-частичном каналах и проходит через нуль при значении $g'_{pp}=1$, которое отвечает частичному восстановлению SU(4) симметрии. Второе слагаемое оказалось более плавной функцией отношения g'_{pp}, чем исходная амплитуда. В соответствии с предсказаниями работы [2] это слагаемое определяется, в основном, спинорбитальной частью среднего поля при реалистических значениях отношения g'_{pp} .

- 1. P.Vogel and M.R.Zirnbauer // Phys. Rev. Lett. 1986. V.57. P.3148.
- 2. O.A.Rumyantsev and M.H.Urin // Phys. Lett. B. 1998. V.443. P.51.
- 3. V.A.Rodin, M.H.Urin // nucl-th/0201065; ЯФ. 2003. Т.66. С.2178.

THE REARRANGMENT OF THE EXPERIMENTAL DATA FOR LOW LYING COLLECTIVE STATES IN EVEN-EVEN NUCLEI

V.P. Garistov², V.G. Kalinnikov¹, A.A. Solnyshkin¹ and I. Adam¹

¹ Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia. ² Institute for Nuclear Research and Nuclear Energy, Sofia, Bulgaria

Nature of low lying 0^+ states bands in deformed nuclei remains a mystery under debate. The improvements in technology have remedied the situation by enabling spectroscopy, reactions, and life-time measurements of a large number of 0^+ bands that were previously inaccessible in nuclei. In many deformed eveneven nuclei there are several excited states and we investigate the variation in collectivity amongst 0^+ , 2^+ , 4^+ , 6^+ and 8^+ bands in the same nucleus in very broad isotopic region. Small vibrations of nuclear shapes around equilibrium can give rise to physical states at low to moderate excitation energies. Our analysis based on phenomenological collective Hamiltonian [1] and also on the Hamiltonian of Interacting Vector Bosons Model (IVBM) [2] have shown that the experimental energies of low lying excited 0^+ states in every even-even nucleus can be rearranged in a manner in which the energies of these states are distributed by number of collective excitations with parabolic distribution function. Again, low lying excited states with the values of spin different from zero can also be distributed with great accuracy by collective classification parameter - number of collective excitations building corresponding excited state. Large amount of nuclear excited 0^+ , 2^+ , 4^+ , 6^+ and 8^+ states are analyzed, their energies distributed by number of bosons and comparison with experiment are presented. Using this classification and in the framework of IVBM we describe simultaneously the ground, octupole and gamma rotational bands energies in some even-even rare earth and actinide nuclei. New experimental data for Dy-160 nucleus obtained in the LNP JINR, Dubna [3] are presented and discussed together with the data for Gd-158 recently achieved by S.R.Lesher, A.Aprahamian et al. [4] The successful reproduction of the experimental energies and their odd-even staggering was obtained as a result of their considerations as yrast energies in respect to the number of phonon excitation N that builds the collective states.

- 1. V.Garistov // Proceedings of the XXI International Workshop on Nuclear Theory.2002.
- 2. V.P.Garistov, A.Georgieva, H.Ganev // Algebraic Methods in Nuclear Theory., Sofia:
- Heron Press. 2002; H.Ganev, V.P.Garistov, A.Georgieva // Phys. Rev. C. 2004. V.69.
- 3. I.Adam et al. // Изв. АН. Сер. физ. 2002. Т.66. №10.
- 4. S.R.Lesher, A.Aprahamian et al. // Phys.Rev. C. V.66. P.051305 (R).

SIGNATURES OF QUANTUM CHAOS IN QUADRUPOLE SURFACE OSCILLATIONS OF NUCLEI

V.P. Berezovoj, Yu.L. Bolotin, V.A. Cherkaskiy A.I.Akhiezer Institute for Theoretical Physics, Kharkov, Ukraine

Quadrupole surface oscillations of atomic nuclei in liquid drop model represent a paradigm for quantum chaos [1-3]. Depending on parameters of the nucleus corresponding potential can have one or several local minima (Fig.1 on the left). In the latter case the mixed case is observed (Fig.1 in the centre), which is general situation for multi-well two-dimensional potentials. We investigate the quantum manifestations of classical stochasticity in the energy levels statistics, wave functions structure (Fig.1 on the right) and wave packets dynamics in the mixed state.



Fig.1. Level lines of the quadrupole oscillations potential, corresponding Poincaré surface of section and nodal structure of the stationary wave function.

- V.P.Berezovoj, Yu.L.Bolotin, V.Yu.Gonchar, M.Ya.Granovsky // Particles & Nuclei. 2003. V.34(2). P.388.
- V.P.Berezovoj, Yu.L.Bolotin, V.A.Cherkaskiy // Prog. Theor. Phys. Supplement. 2003. №150. P.326.
- 3. V.P.Berezovoj, Yu.L.Bolotin, V.A.Cherkaskiy // Phys.Lett. A. (in press).

СОГЛАСОВАНИЕ ДАННЫХ ПО СЕЧЕНИЯМ РЕАКЦИЙ (ү,n), (ү,2n), (ү,3n) И (ү,abs) И ИСЧЕРПЫВАНИЕ ДИПОЛЬНОГО ПРАВИЛА СУММ

В.В. Варламов, С.Ю. Комаров, А.В. Кочетков, Н.Н. Песков, Д.С. Руденко, М.Е. Степанов, В.В. Чесноков

Центр данных фотоядерных экспериментов НИИЯФ МГУ, Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова

Рассматриваются физические следствия выполненных ранее [1] взаимных корректировки и согласования данных по сечениям реакций (γ ,xn), (γ ,n) и (γ ,2n) для 19 ядер ⁵¹V, ⁷⁵As, ⁸⁹Y, ⁹⁰Zr, ¹¹⁵In, ^{116,117,118,120,124}Sn, ¹²⁷I, ¹³³Cs, ¹⁵⁹Tb, ¹⁶⁵Ho, ¹⁸¹Ta, ¹⁹⁷Au, ²⁰⁸Pb, ²³²Th, ²³⁸U, полученных в Ливерморе (США) и Саклэ (Франция). Анализ учитывал особенности процедур разделения по множественности образующихся в реакциях фотонейтронов, использованных в обеих лабораториях. Были выявлены [1] значительные расхождения данных по реакциям с вылетом одного и двух нейтронов, для их устранения был использован специально разработанный метод [2] взаимной корректировки данных по реакциям (γ ,n) и (γ ,2n).

Скорректированные и согласованные данные по реакциям с вылетом одного и двух нейтронов используются для анализа согласия данных обеих лабораторий по реакциям (γ ,3n). Рассмотрение основывается на прямой связи сечений парциальных фотонейтронных реакций (γ ,n), (γ ,2n) и (γ ,3n), определенных с использованием процедуры разделения нейтронов по множественности, с сечениями полной фотонейтронной реакции $\sigma(\gamma,xn) = \sigma(\gamma,n) + 2\sigma(\gamma,2n) + 3\sigma(\gamma,3n)$, которые измеряются в экспериментах непо-средственно. Проведены соответствующие корректировки, для большого числа ядер получены новые оцененные сечения реакции (γ ,3n).

Полученные скорректированные данные по сечениям всех рассмотренных парциальных фотонейтронных реакциям и все доступные [3] данные по сечениям фотопротонных реакций использованы для анализа сечений фотопоглощения $\sigma(\gamma, abs) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 3n) + \sigma(\gamma, p)$ и сравнения полученных данных с предсказанием дипольного правила сумм $\sigma^{uhm}(\gamma, abs)$ = 60NZ/A (МэВ*мб). Показано, что обнаруженные ранее в ряде работ, преимущественно выполненных в Сакле, значительные (в 1.3 – 1.5 раза) превышения интегральных сечений фотопоглощения над значением 60NZ/A по существу не имеют места: корректировка (существенное уменьшение) [1] $\sigma(\gamma, n)$ приводит к соответствующему уменьшению $\sigma(\gamma, abs)$.

Работа частично поддержана грантами Президента РФ № НШ-1619.2003.2 и РФФИ № 03-07-90431.

- 1. V.V.Varlamov, B.S.Ishkhanov //INDC(CCP)-433, IAEA NDS, Vienna, 2002. P.1.
- 2. В.В.Варламов, Н.Н.Песков, Д.С.Руденко, М.Е.Степанов // Препринт НИИЯФ МГУ-2003-2/715, М., 2003.
- 3. База данных по ядерным peaкциям (http://depni.sinp.msu.ru/cdfe/exfor/index.php).

RESONANCES IN BARRIER PENETRATIONS

B.N. Zakhariev, V.M. Chabanov JINR, Dubna, Russia

There is a significant progress in understanding the phenomena of barrier penetration due to inverse problem and SUSY QM approach. The rules how the same potential can differently influence (perturb) the waves with different boundary conditions at the same energy will be simply explained. At the same total energy the wave can feel different effective potential energies. This allows to explain some wonderful "paradoxes", e.g., 100transparency resonances on the finite energy intervals (in continuum points). Some details of IP and SUSY QM formalism can be found in [1].

1. B.N.Zakhariev, V.M.Chabanov // Submissive quantum mechanics: new status of the theory in inverse and supersymmtry approach. http://thsun1.jinr.ru/~zakharev/.

СОЛНЕЧНЫЕ НЕЙТРИНО С ЛИНЕЙЧАТЫМ СПЕКТРОМ В ОПЫТАХ ПО *V*^{*å*} - РАССЕЯНИЮ

Ю.И. Романов

Московский государственный университет дизайна и технологии

Наиболее популярные гипотезы, объясняющие «дефицит солнечных нейтрино», предсказывают наличие в потоке электронных нейтрино от Солнца примеси других нейтральных лептонов. Изменение аромата «солнечных посланцев» непосредственно связано с механизмами сохранения (изменения) спиральности, допускающими их превращение в нейтральные лептоны следующих поколений или в родственное антинейтрино [1]. Не исключено, что конверсия и «стерилизация» солнечных V_e возможна также при столкновении с заряженными и нейтральными «собратьями» – лептонами во Вселенной. Но мера эффективности этого подхода к решению проблемы определяется интенсивностью последних.

Представлен анализ углового распределения, энергетического спектра электронов отдачи, полного сечения, среднего угла рассеяния и средних потерь энергии при рассеянии моноэнергетических, т.е. бериллиевых и *pep* нейтрино на электроне - мишени в рамках стандартной электрослабой модели, (V - A) - описания и модели [2] с комплексными и чисто мнимыми константами связи в нейтральном токе заряженного лептона.

Виды конверсий солнечных нейтрино изучены на основе различных предположений о сохраняющемся лептонном заряде.

2. R.Ramanathan // Nuovo Cim. 1977. V.37. P.233.

^{1.} Ю.И.Романов // Известия РАН. Сер. физ. 2000. Т.64. №1. С.179; №5. С.1039; №11. С.2302.

ABOUT THE FIRST EXITED STATE OF ⁵HE

O.K. Gorpinich, O.M. Povoroznyk, O.O. Jachmenjov Institute for Nuclear Research of Ukrainian Academy of Science, Kyiv

The results of numerous experimental and theoretical investigations of energetic parameters of the first exited levels of ⁵He rather contradictory [1,2]. The three-particle ³H(α,α d)n reaction in kinematically complete experiment by using α -particle beam with E_{α}=67.2 MeV and tritiated self-supported titanium target was studied. The matrixes of α d coincidences were obtained for several pair angles. Figure represents projection of upper branch of one of matrix of α d coincidences on axis of α -particle energy. As one can see for these kinematical conditions the most intensive contributions come from sequential processes through ⁵He ground and the first excited states, which are resolved good enough. The dashed line represents relative n α - energy dependence on α -particle energy. The



pair of resonance states are displayed in this spectrum twice: at α particle energy ranges 6-13MeV and 13-25MeV, correspondingly. Using non-interfering Breit-Wigner terms the procedure of fitting was carried out for each energy range separately. The low energy range was fitted firstly. Obtained parameters (energy positions and widths) were used for interpretation spectrum in next energy range, where only values of Breit-Wigner amplitudes

were fitted. Dotted lines marked by 1, 2 represent fitting contributions of the ground and the first exited states in low energy range, correspondingly, and 3, 4 ibid. in other range. Solid lines represented sums of contributions. Some discrepancy in fitting high-energy range is due to the contribution of quasi-free α d-scattering, since at E_{α} =21.6 MeV energy of the third non-detected particle (neutron) E_n =50 KeV. From this analysis, energy position (1.79±0.65) MeV and width (3.92±3.23) MeV for the first excited state of ⁵He were obtained. The obtained value of parameters of ground state of ⁵He are in agreement within experimental errors with well known parameters of this state [1, 2] and are equal to $E_{n\alpha}$ =(0.63±0.18) MeV. Γ =(0.61±0.22) MeV.

^{1.} F.Ajzenberg-Selove//Nucl. Phys. A. 1979. V.320 P.1; 1984. V.413. P.1; 1990. V.506. P.1.

^{2.} D.R.Tilley, C.M.Cheves, J.L.Godwin et al.// Nucl.Phys. A. 2002.V.708. P.3.

THE STRUCTURE OF HIGH EXITED STATE OF ⁵HE

O.K. Gorpinich, O.M. Povoroznyk, O.O. Jachmenjov Institute for Nuclear Research of Ukrainian Academy of Science, Kyiv

For investigation of structure of highly excited states of ⁵He cinematically complete measurements by recording coincidences between deuterons, tritons and α -particles from ${}^{3}H(\alpha,d\alpha)n$ and ${}^{3}H(\alpha,dd)t$ three - body reactions, resulting



from bombardment of hard titanium-tritium target with 67.2 MeV α -particles are used. Each coincidence event from upper or lower brunches of dd and d α - coincidence matrix has been additionally multiplied by inverse of its phase space factor to eliminate not interesting kinematical dependence. Spectra of relative d-t and α -n energy were built in this way and then were transformed in spectra of energy excitation of 5 He (see fig.1 and fig.2). One can see these spectra have similar resonance structure. Using four non-interfering Breit-Wigner terms the approximation of spectra was represented by dotted and solid lines. Dotted lines labeled by 1, 2, 3, 4 shows fitting contributions of each of observed exited states and solid lines are their sums. From spectrum fig.1, which corresponds to the decay of excited states of ⁵He on d+t channel, the energy positions and widths of observed levels got as result of fitting are:

MeV,

 $\Gamma_1 = 1.2(0.7)$

 $E_1^* = 16.89(0.10)$ MeV; $E_2^*=19.05(0.14)$ MeV, $\Gamma_2=0.69(0.54)$ MeV; $E_3^*=19.76(0.16)$ MeV, Γ_3 =0.56(0.81) MeV; E_4^* =20.26(0.06) MeV, Γ_4 =0.16(0.20) MeV. From spectrum fig.2, which corresponds to α +n clusterisation of excited states of ⁵He the energy positions and widths of observed levels got as result of fitting are: =0.41(0.37) MeV; $E_2^* = 18.94(0.11)$ $E_1 = 16.09(0.34)$ MeV, MeV. Γ_{I} MeV; $E_3^* = 19.95(0.10)$ MeV, Γ_3 $\Gamma_2 = 0.75(0.29)$ =0.42(0.37)MeV: $E_4^*=20.73(0.34)$ MeV, $\Gamma_4=0.15(0.08)$ MeV. Results obtained are in agreement with last compilation [1], in contrast to state parameters represented in paper [2] 1. D.R.Tilley, C.M.Cheves, J.L.Godwin et al.// Nucl.Phys. A. 2002.V.708. P.3.

^{2.} F.Ajzenberg-Silove // Nucl.Phys. 1984. A. V.413.

ON THE SHIFT OF THE QUASIFREE PEAK IN ELECTRON (e,e')-SCATTERING FROM ¹²C

E.L. Kuplennikov¹, Yu.N. Ranyuk¹, V.V.Krasil'nikov², I.A. Levashov² ¹ National Science Center "Kharkov Institute of Physics and Technology", Kharkov, Ukraine ² Belgorod State University, Belgorod, Russia

In inclusive inelastic electron scattering there is a broad quasifree peak which corresponds to the elastic scattering of an electron by a moving nucleon bound in a nucleus. The quasifree peak centroid is located at approximately the same electron energy loss as that for electrons scattered from a nucleon at rest. The small shift, which take place between two peaks (ε), has been interpreted as an average nucleon separation energy that must be supplied to knock the nucleon out of the nucleus.

At present a great body of experimental data on the q- dependences of the quasifree peak position on light nuclei have already been accumulated. Measurements cover the wide range of 3- momentum transfers $q\sim0.8-5$ fm⁻¹. It turned out that the experimental $\varepsilon(q)$ -dependences demonstrate strong dependence from kinematical conditions and for the exception of ²H nucleus had a minimum. Systematic measurements of the inclusive quasifree cross sections from different nuclei have spurred considerable theoretical effort to understand them. The need for such attention is partly a consequence of the failure of traditional models to explain the value of the shift for different nuclei and its behavior from kinematical conditions.

In order to better understand the phenomena involved in the scattering processes we have made a review of the modern state of the experimental and theoretical investigations of the q- dependence of the quasifree peak maximum shift for ¹²C relatively to the free eN- kinematics. The influence of different processes on the quasifree peak location is considered. Except for nuclear binding these effects are expected to be small, but they all provide information about the nuclear environment.

It was shown that the simple theoretical calculations are not able to reproduce the experimental $\varepsilon(q)$ - dependence, indicating that other reaction mechanisms play a non-negligible role. At the same time more complicated models using the approach in which the shifts are due to the exchange and nonlocal character of NN- interaction give a satisfactory description of the experimental data. Besides, calculations in the relativistic $\sigma-\omega$ model are shown that the characteristic minimum in the $\varepsilon(q)$ - dependence may be a result of antisymmetrization of final nuclear states.

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ ¹⁴N(n,γ) И ¹⁹F(n,γ) МЕТОДОМ γ-СПЕКТРОСКОПИИ НА ПУЧКЕ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ РЕАКТОРА

А.И. Егоров, Р.И. Крутова, Ю.Е. Логинов, С.Э. Малютенкова

Петербургский ИЯФ им. Б.П.Константинова РАН, Гатчина

¹⁴N(n, γ)¹⁵N и ¹⁹F(n, γ)²⁰F реакций измерены Сечения методом у-спектроскопии на выведенном посредством нейтроновода из реактора ВВР-М (ПИЯФ, Гатчина) пучке тепловых нейтронов. В нейтронном спектре нет эпитепловых и быстрых нейтронов, центр его тяжести приходится на $E_n = 0.025 \ \Im B$ ($v_n = 2200 \ M/c$). Мишенями служили гомогенные смеси Al₂O₃ с Pb(NO₃)₂, CaF₂,CF₂ и LiF. Гамма-спектры измерялись на HPGе γспектрометре. Сечения исследуемых реакций определялись путем сопос- E_{ν} 1779 ү-линии c =кэВ. тавления площади $I_{\gamma} = 100\%$ [1], из бета-распада основного состояния ядра ²⁸Al($T_{1/2} = 2,24$ м) [2], находящейся при измерениях в равновесии с γ -линией с $E_{\gamma} = 1885 \ \kappa \Rightarrow B$, $I_{\gamma} = 18,77(20)$ % из реакции ¹⁴N(n, γ) [3] и γ -линией с $E_{\gamma} = 1633$ кэB, $I_{\gamma} = 100\%$ [1] из бета-распада основного состояния ядра 20 F ($T_{1/2} = 11,0 c$) [2]. В качестве стандарта использовано сечение реакции ${}^{27}Al(n,\gamma){}^{28}Al$, равное 0,231(3) барн при $E_{\mu} = 0,025 \ \Im B \ (v_{\mu} = 2200 \ \text{м/c}) \ [4].$

Полученные значения 0,0795(13) и 0,00950(15) барн для ¹⁴N и ¹⁹F, соответственно, являются более точными (~1,6%), чем данные из [4] (~10%), и хорошо согласуются с измеренными ранее на максвелловском спектре нейтронов и приведенными к $E_{H} = 0,025 \ \Im B \ (v_{H} = 2200 \ \text{м/c})$ значениями 0,0803(6) [3] и 0,0798(14) барн [5] для ¹⁴N и 0,00951(9) барн [6] для ¹⁹F.

- 1. C.M.Lederer, V.S.Shirley (ed's) //Table of Isotopes (7th Edition). Wiley Interscience Publication, 1978.
- 2. J.K.Tuli, ed. // Nuclear Wallet Cards, July 1990.
- 3. E.T.Jurney et al // Phys. Rev. C. 1997. V.56. № 1. P.118.
- 4. S.F.Mughabghab et al (ed's) // Neutron Cross Sections, Part A. Acad. Press. 1981.
- 5. M.A.Islam et al // Nucl. Instr. and Meth. A. 1990. V.287. P.460.
- 6. S.Raman et al // Phys. Rev. C. 1996. V.53. №2. P.616.

УРОВНИ С T = 3/2 В РЕАКЦИИ ³⁰Si(р γ)³¹P

А.Н. Водин, Л.П. Корда, О.А. Лепешкина, С.А. Троценко, И.В. Ушаков

ННЦ "Харьковский физико-технический институт", Харьков, Украина e-mail: vodin@kipt.kharkov.ua

Представлены результаты исследования γ -распада изобар-аналоговых уровней T = 3/2 в ядре ³¹P, наблюдающихся как резонансы в реакции ³⁰Si(p, γ)³¹P при $E_p = 760, 835, 1490, 1770, 1830, 1880, 1894, 1896, 2010 и 2187 кэВ. Построены схемы <math>\gamma$ -распада данных резонансов, измерены угловые распределения γ -лучей и определены парциальные γ -ширины.

Установлен эффект замедления скорости M1-переходов между аналоговым и антианалоговым состояниями по сравнению с одночастичными оценками, рассчитанных в рамках многочастичной модели оболочек с поверхностными δ -силами [1]. Данный факт объясняется несколькими причинами:

- существованием тонкой структуры для аналоговых *d*_{5/2} резонансов;
- интенсивным заселением состояний типа поляризации остова [2], отображающим то обстоятельство, что существенно нарушается стабильность заполненной нейтронной $2s_{1/2}$ -подоболочки в результате взаимодействия инертного остова ²⁸Si + $(s_{1/2}^n)^2$ с внешней валентной частицей;
- вкладом гигантского *M*1-резонанса в формирование полных γ-ширин распада аналоговых резонансов;
- возникновением поляризационных эффектов [3], обусловленных виртуальным возбуждением T_> - и T_< -компонентов гигантского E1-резонанса в процессе E1-распада аналогового p_{3/2}-резонанса.
- 1. S.Maripuu // Nucl. Phys. A. 1969. V.123. P.357.
- 2. Ю.В.Гапонов, Ю.С.Лютостанский // ЭЧАЯ. 1981. Т.12. Вып.6. С.1324.
- 3. V.G.Guba, O.A.Rumyantsev and M.G.Urin // Nucl. Phys. A. 1988. V.487. P.319.

ИЗОВЕКТОРНЫЕ l-ЗАПРЕЩЕННЫЕ M1-ПЕРЕХОДЫ $2s_{1/2} \leftrightarrow 1d_{3/2}$ В ЛЕГКИХ ЯДРАХ

А.Н. Водин, И.В. Ушаков

ННЦ "Харьковский физико-технический институт", Харьков, Украина e-mail: vodin@kipt.kharkov.ua

Настоящая работа является продолжением наших исследований природы изовекторных *l*-запрещенных *M*1-переходов в нечетных ядрах [1]. Основное внимание уделено анализу данных об одночастичных *M*1-переходах типа $2s_{1/2} \leftrightarrow 1d_{3/2}$, наблюдающихся в ядрах с $19 \le A \le 41$. На рисунке представлена зависимость факторов запрета $F_{\rm M} = B(M1)^{\text{теор}}/B(M1)^{\text{эксп}}$ для *l*запрещенных *M*1-переходов от массового числа *A* ядер.



Выявлено, что минимальные значения $F_{\rm M}$ связаны с M1-переходами в основные состояния ядер ^{21, 23}Na. Происхождение таких γ -переходов обусловлено, по-видимому, тем, что в формирование полной радиационной ширины распада аналоговых резонансов дает вклад гигантский M1-резонанс, центр тяжести которого лежит в области энергии возбуждения аналоговых состояний в легких ядрах.

Выявлены оболочечные эффекты, которые проявились в том, что максимальные значения $F_{\rm M}$ приходятся на ядра ²⁷Al, ³¹P и ³⁵Cl, в которых непарный нуклон находится сверху заполненных нейтронных $1d_{5/2}$ - и $2s_{1/2}$ подоболочек.

Для зеркальных ядер ³³S и ³³Cl факторы запрета практически совпадают и равны 87 и 90 соответственно.

1. А.Н.Водин, И.В.Ушаков // Известия РАН. Сер. физ. 2004. Т. 68. № 2. С.213.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ СПЛОШНОГО ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ КВАНТОВ ВТИ ЯДРА ³⁵S МЕТОДОМ ПОРОГОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ

А.П. Шумейко, В.А. Работкин Воронежский государственный университет

В работе экспериментально изучается спектр ВТИ при бета-распаде ядра ³⁵S в "боковой геометрии", методом пороговых детекторов. Кванты ВТИ от источника размером 5 мм попадали на мишень (d = 30 мм) и возбуждали характеристическое излучение, которое регистрировалось сцинтилляционным спектрометром. Для нахождения опорных точек были выбраны мишени (Z=47, 48, 71, 79, 80) с энергиями *К*-линий, соответственно (25.5 кэВ, 29.2 кэВ, 50.2 кэВ, 69.5 кэВ, 80.7 кэВ, 88 кэВ), у которых выход рентгеновской флуоресценции больше 86% [1]. Оптимальная толщина мишеней бралась (d=100 мкм), согласно [2]. На чувствительность метода, точность и время измерения влияет геометрия источника излучения, детектора, их размер и форма. Эффективность регистрации КХ-излучения в изучаемом энергетическом диапазоне ~90%. Экспериментально полученные значения интенсивности характеристического излучения каждого детектора N_i обрабатывались согласно работе [3], используя аналогию с пороговыми ней-

тронными детекторами. $N_i = C \varepsilon_i \int_{E_{nop.}}^{E_{max}} \sigma_i(E) \varphi(E) dE$ где N_i - число зарегистриро-

ванных импульсов от порогового детектора в единицу времени; ε_i - эффективность датчика, включая поправки на геометрию и т.д.; $\varphi(E)$ - спектр ВТИ, который необходимо восстановить; $\sigma_i(E)$ - энергетическая зависимость вероятности фотоэффекта; $E_{nop.}$ - пороговая энергия возбуждения характеристического излучения для *i*-мишени; E_{max} - максимальная энергия спектра ВТИ; C – нормировочная константа.

Чтобы получить огибающую для экспериментально полученной гистограммы использовался метод наименьших квадратов. Экспериментально полученная зависимость сравнивалась с теоретически рассчитанной кривой [4] с использованием критерия χ^2 . В рассматриваемом интервале энергий (10 – 100 кэВ) $\chi^2_{_{экс.}} < \chi^2_{_{0.05}}$, что указывает на возможность применения метода пороговых детекторов для восстановления сплошных спектров.

- 1. С.В.Маниконян // Способы возбуждения рентгеновской флоуресценции. М, 1976.
- 2. I.E.Cameron, I.R.Rhodes // Nucleonic. 1961. V.16. P.53.
- 3. С.Е.Ломакин, В.И.Петров, П.С.Самойлов, Радиометрия нейтронов активационным методом, М. 1975, с. 153-200.
- 4. А.Н.Алмалиев, И.С.Баткин // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1973. Т.37. С.1981.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ ВНУТРЕННЕГО ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, СОПРОВОЖДАЮЩЕГО БЕТА-РАСПАД ЯДРА ²⁰³Hg

А.П. Шумейко, В.А. Работкин Воронежский государственный университет

В работе экспериментально изучен спектр ВТИ, сопровождающего неуникальный однократно запрещенный бета-распад ²⁰³Нg. Интегральный спектр ВТИ регистрировался в совпадении с гамма-линией 275 кэВ ядра ²⁰³Tl. Разрешающее время быстрой схемы совпадений составляло 5 нсек. Для фильтрации бета-излучения использовались бериллиевые поглотители (d=0.1602 см⁻²). Калибровка спектрометра проводилась путем измерения спектра ВТИ, сопровождающего бета-распад ³²Р в энергетическом диапазоне от 20 до 300 кэВ. Методика обработки полученных экспериментальных данных для сравнения их с нормированной вероятностью испускания квантов ВТИ дана в работе [1]. Полученные результаты сравнивались с теоретическими расчетами [2], в которых кулоновское поле дочернего ядра учитывалось в первом порядке по αz, а также с результатами расчетов [3], где релятивистская теория ВТИ построена с точным учетом кулоновского потенциала ядра. В области энергии 50-80 кэВ наблюдается излишек экспериментальных квантов ВТИ над теоретическими расчетами, происхождение которых можно объяснить эффектом автоионизации Коболочки при бета-распаде ядра ²⁰³Hg. Экспериментальное и теоретическое значение вероятности автоионизации для ядра ²⁰³Нg дано в работе [4]. Суммарная погрешность экспериментальных данных во всем изучаемом диапазоне была не выше 15%. Проверка возможности описания экспериментальных данных теоретическими кривыми [2, 3] методом χ^2 показала, что в интервале энергий 20 – 200 кэВ наблюдается удовлетворительное согласие ($\chi^2_{3\kappa c} < \chi^2_{0.05}$). При более высоких энергиях квантов ВТИ согласие хуже ($\chi^2_{wc} > \chi^2_{0.05}$), что можно объяснить меньшей надежностью полученных оценок ошибок эксперимента ввиду малой статистики.

- 1. А.П.Шумейко, В.И.Данюшин // Изв. АН СССР. Серия физ. 1979. Т.43. №11. С. 2314.
- 2. C.W.Ford, C.F.Martin // Nucl. Phys. A. 1969. V.134. P.457.
- 3. А.Н.Алмалиев, И.С.Баткин // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1973. Т.37. С.1981.
- 4. А.П.Шумейко, Х.А.Бушахма, В.А.Работкин // Ядерная физика. 1995. Т.58. №5. С.771.

TOTAL-ABSORPTION GAMMA SPECTROSCOPY OF THE ⁹⁴Ag, ⁹⁴Pd AND ⁹⁴Rh BETA DECAY

L. Batist¹, M. Kavatsyuyk^{2,3}, A. Blazhev^{2,4}, J. Doering², H. Grawe², O. Kavatsyuk^{2,3}, R. Kirchner², M. La Commara⁵, C. Mazzocchi², I. Mukha², C. Plettner², E. Roeckl²

¹ St.Petersburg Nuclear Physics Institute, Russia ²GSI, Darmstadt, Germany ³ Taras Shevchevko Kiev National University, Ukraine ⁴University of Sofia, Bulgaria ⁵University of Napoli, Italy

In the report, an evidence for a population of a neutron $g_{7/2}$ sub-shell in a β decay of nuclei with unclosed N=50 shell is presented. Previous studies of β decay of the exotic nuclei around ¹⁰⁰Sn with $N \ge 50$ carried out with a total absorption γ -ray spectrometer (TAS) have revealed the strong resonant feeding the states with a high excitation energy. This property is due to the $(\pi g_{9/2})^{-1}$, $vg_{9/2}$ excitation, with a transformed nucleon scattering a magic gap at Z, N=50. For the nuclei with N<50, the transformation $\pi g_{9/2} \rightarrow vg_{9/2}$ within the same sub-shell is unblocked, and the bare Gamow-Teller (GT) strength should have a respective twofold character. Therefore there can be expected the β decay to the two groups of excited states separated by a magic N=50 energy gap. To gain an evidence for such a property, the β^+/EC decay of a chain of ${}^{94}Ag_{47}$, ${}^{94}Pd_{48}$ and ${}^{94}Rh_{49}$ have been investigated.

The analysis of total absorption spectra has confirmed the twofold character of a beta strength distribution. The integrated GT strengths for the decays of ^{94m1}Ag, ⁹⁴Pd and ⁹⁴Rh were evaluated to be 5.5, 1.2 and 0.9, respectively. These values are inherent for the $(\pi g_{9/2}^{-1}, vg_{7/2})$ pair excitation, which indicates an mixture of configurations with a $g_{7/2}$ -neutron in the fed states. The analysis of TAS spectra related to the decay of a recently established second ⁹⁴Ag isomer, has confirmed the spin of 21⁺ assigned to this isomer [1,2]. A decay scheme of ⁹⁴Pd has been suggested for the first time. A new ⁹⁴Rh low-lying isomer with a half life of 0.48(5) mks and a spin-parity 2⁺ has been established. On the ground of new data about the feeding to low-lying ⁹⁴Ru levels by the ⁹⁴Rh β^+ /EC decay, the previous spin assignment 3⁺ for the ⁹⁴Rh is to be changed by value of 4⁺.

^{1.} M.LaCommara et al. // Nucl. Phys. A. 2002. V.708. P.167.

^{2.} C.Plettner et al. // Nucl. Phys. A. 2004. V.733. P.20.

HIGH-RESOLUTION BETA-DECAY SPECTROSCOPY OF ¹⁰³SN

O. Kavatsyuk^{1,2}, A. Banu¹, L. Batist³, F. Becker¹, A. Blazhev^{1,4}, W. Brüchle¹, J. Döring¹, T. Faestermann⁵, M. Górska¹, H. Grawe¹, Z. Janas⁶, A. Jungclaus⁷, M. Karny⁶, M. Kavatsyuk^{1,2}, R. Kirchner¹, M. La Commara⁸, S. Mandal¹,

C. Mazzocchi¹, I. Mukha¹, C. Plettner¹, A. Płochocki⁶, E. Roeckl¹, M. Romoli⁸, M. Schädel¹, R. Schwengner⁹ and J. Żylicz⁶

¹ GSI, Darmstadt, Germany; ² Taras Shevchenko Kiev National University, Ukraine;
³ St. Petersburg Nuclear Physics Institute, Russia; ⁴ University of Sofia, Bulgaria;
⁵ Technische Universität München, Germany; ⁶ University of Warsaw, Poland;
⁷Instituto Estructura de la Materia, CSIC and Departamento de Fisica Teórica, UAM Madrid, Spain; ⁸ Universitá di Napoli, Italy; ⁹ Forschungszentrum Rossendorf, Germany

¹⁰⁰Sn is the heaviest doubly-magic N=Z nucleus, located at the proton drip line, where protons and neutrons occupy identical shell-model orbitals. Together

with its neighbours, it provides sensitive test ground for the nuclear shell model. ¹⁰³Sn was produced in the fusion-evaporation reaction ${}^{58}\text{Ni}({}^{50}\text{Cr},\alpha n){}^{103}\text{Sn}$ with a 4.9 A·MeV ⁵⁸Ni beam on a ⁵⁰Cr target and studied at the GSI-ISOL facility. The isobaric indium, cadmium, silver and palladium were contaminants suppressed bv 103 Sn³²S singly-charged separating molecular ions [1]. The β -delayed γ rays of ¹⁰³Sn were measured for the first time with a high-resolution array of germanium (17 crystals) and silicon detectors. In addition to the 1077 keV transition known from in-beam spectroscopy [2], fifteen new gamma transitions in ¹⁰³In were identified. The half-life of ¹⁰³Sn was determined to be 6.9 ± 0.4 s. The level scheme of ¹⁰³In was constructed by using β-γ-γ coincidences. The experimental data was compared to the shell-model



calculation in terms of level energies and β -decay feeding. The discussion of the results will be presented.

1. R.Kirchner. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. 2003. V.204. P.179.

TOTAL-ABSORPTION SPECTROSCOPY OF THE ^{103,105}Sn BETA DECAY

M. Kavatsyuk^{1,2}, L. Batist³, F. Becker¹, A. Blazhev^{1,4}, W. Brüchle¹, J. Döring¹, T. Faestermann⁵, M. Górska¹, H. Grawe¹, Z. Janas⁶, A. Jungclaus⁷, M. Karny⁶, O. Kavatsyuk^{1,2}, R. Kirchner¹, M. La Commara⁸, S. Mandal¹, C. Mazzocchi¹, I. Mukha¹, S. Muralithar^{1,9}, C. Plettner¹, A. Płochocki⁶, E. Roeckl¹, M. Romoli⁸, M. Schädel¹ and J. Żylicz⁶

 ¹ GSI, Darmstadt, Germany; ² National Taras Shevchenko University of Kyiv, Ukraine; ³ St. Petersburg Nuclear Physics Institute, Russia; ⁴ University of Sofia, Bulgaria; ⁵ Technische Universität München, Germany; ⁶ University of Warsaw, Poland;
⁷ Instituto Estructura de la Materia, CSIC and Departamento de Fisica Teórica, UAM Madrid, Spain; ⁸ Universitá di Napoli, Italy; ⁹ Nuclear Science Center, New Delhi, India

Studies of the ¹⁰⁰Sn region offer a possibility to test nuclear models describing structure of nuclei in which protons and neutrons occupy identical orbitals near a shell closure. The β decay in this region is dominated by an allowed Gamow-Teller (GT) transition $\pi g_{9/2} \rightarrow \nu g_{7/2}$. The GT strength distribution for ^{103,105}Sn was measured by using the total-absorption spectrometer (TAS) at the GSI-ISOL facility. The use of the TAS for the investigation of the β^+/EC decay enables detection of the direct state population in the daughter nucleus. In particular high-lying and weakly populated states are accessible.

Dominant GT resonances were identified in the β decay of ¹⁰³Sn and ¹⁰⁵Sn at 3.9 and 3.6 MeV, respectively. The preliminary values for the summed Gamow-Teller strength are 3.6 and 2.6. These results are discussed in comparison to the shell-model predictions.

In addition the measurement of β -delayed protons after Sn decay was performed. β^+/EC ratio for the proton emission to the ground state in Cd was evaluated to be 0.6. The above ratio and the average energy of β -delayed protons taken from [1] were used for determination of the Q_{EC} value of 7.5±0.5 MeV for Sn decay. The half-life of ¹⁰³Sn ground state $T_{1/2} = 7.0\pm0.6$ s obtained from the β -delayed proton time distribution is in agreement with the previously measured values of 7±3 s [1], 7.5±1.5 s [2].

^{1.} P.Tidemand-Petesson et al. // Z. Phys. A. 1981. V.302. P.343.

^{2.} K.Rykaczewski. // Report GSI-95-09. 1995.

ИССЛЕДОВАНИЕ ЭФФЕКТОВ ПРОНИКНОВЕНИЯ В *l*-ЗАПРЕЩЕННЫХ *M1*-ПЕРЕХОДАХ ¹³³Cs.

И.Н. Вишневский, С.С. Драпей, В.А. Желтоножский, Н.В. Стрильчук Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

На установке тройных многомерных совпадений проведены измерения спектров совпадений γ - и K_x -лучей при электронном захвате ¹³³Ва $(T_{1/2} = 10,5 \text{ г.})$ на уровни ¹³³Сs.

В измерениях использовались источники ¹³³Ва из набора ОСГИ. В установку входило три полупроводниковых детектора из сверхчистого германия, два из них имели входное бериллиевое окно. В результате проведенных измерений были определены относительные интенсивности γ - и K_x -излучений (I_{Kx}/I_{γ}) гамма-переходов с энергиями 53 и 81 кэВ. Оба эти перехода являются *l*-запрещёнными *M1*-переходами. С помощью выражения $\alpha_K = I_{Kx}/I_{\gamma'}\omega_K$, где α_K – коэффициент внутренней конверсии на *K*-оболочке, ω_K – выход флуоресценции, были определены величины $\alpha_K = 4,89\pm0,09$ для γ 53 кэВ и $\alpha_K = 1,30\pm0,02$ для γ 81 кэВ. Табличные значения $\alpha_K = 4,90$ для γ 53 кэВ и $\alpha_K = 1,45$ для γ 81 кэВ. Столь значительные расхождения данных для γ 81 кэВ указывает на большую роль эффектов проникновения в γ 81 кэВ. С учётом данных о коэффициентах внутренней конверсии на *L*-, *M*-, *N*- и *O*-оболочках нами впервые определены параметр проникновения - $\lambda = 7\pm1$ для γ 81 кэВ.

Проводится обсуждение полученных данных.

LEVEL DENSITY AND RADIATIVE STRENGTH FUNCTIONS OF CASCADE GAMMA-TRANSITIONS AFTER THE DECAY OF THE ¹¹⁴Cd AND ¹²⁴Te COMPOUND NUCLEI

V.A. Khitrov¹, Li Chol¹, V.A. Plujko², A.M. Sukhovoj¹ ¹ Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia ² Taras Shevchenko National University, Kiev, Ukraine

The new data [1] on the γ -ray spectra after the thermal neutron radiative capture allow one to decrease errors in determination of the intensity of the two-step γ -cascades proceeding between the compound state and group of low-lying levels of a nucleus under study. This results in decrease of systematical error of the derived from them level density ρ of intermediate levels and radiative strength functions $k = \Gamma_{\lambda i}/(E_{\gamma}^{3} \times A^{2/3} \times D_{\lambda})$ of the cascade γ transitions. The method to determine the interval of their possible values which provide exact reproduction of the total radiative width Γ_{γ} of neutron resonances and reproduction of the experimental cascade intensity $I_{\gamma\gamma}$ with $\chi^{2}/f << 1$ is described in [2].

According to [1], the values of $I_{\gamma\gamma}$ listed in [2] should be increases by factors 2.2 and 1.9 for ¹¹⁴Cd and ¹²⁴Te, respectively. As a result, the values of the determined level densities will slightly decrease but derivatives of the radiative strength functions with respect to the γ -quanta energy will increase. But such increase in $I_{\gamma\gamma}$ does not lead to the change of principle in the conclusions made in [2] on the most general properties of these parameters.

Indeed, the degree of discrepancy between new value of ρ and predictions of the model of non-interacting Fermi-gas increased but the slope of k fot the dipole electric and magnetic transitions slightly increased, as well. But the sum k(E1) + k(M1) at $E_{\gamma} < 4 - 5$ MeV did not exceed the sum of K(E1) and K(M1) = const predicted by model [3].

On the whole, qualitative explanation of the new data on the parameters under consideration of gamma-dacay of excited nucleus is possible in framework of notions [4] of the step-like change in $\rho(E_{ex})$ at breaking of one or several Couper pairs at $E_{ex} \sim 3 - 4$ MeV and with the use of model [5] of the generalized Lorentzian for reproduction of the trend of change in k(E1) + k(M1) as E_{γ} changes.

- 1. http://www-nds.iaea.org/pgaa/egaf.html
- E.V.Vasilieva, A.M.Sukhovoj, V.A.Khitrov // Phys. At. Nucl. 2001. V.64(2). P.153. V.A.Khitrov, A.M.Sukhovoj // INDC(CCP)-435, Vienna 21. 2002. http://arXiv.org/abs/nucl-ex/0110017
- S.G.Kadmenskij, V.P.Markushev, W.I.Furman // Sov. J. Nucl. Phys. 1983. V.37. P.165.
- 4. A.V. Ignatyuk, Yu.V. Sokolov // Yad. Fiz. 1974. V.19. P.1229.
- 5. V.A. Plujko // Nucl. Phys. A. 1999. V.649. P.209c;
 - V.A. Plujko, S.N. Ezhov, M.O. Kavatsyuk, et al. // Journ. Nucl. Sci. Technol., Suppl. 2002. V.2. P.811.

http://www-nds.iaea.or.at/ripl2/

TWO-STEP CASCADES FROM THE ¹⁸²W(n_{th} , 2 γ)-REACTION AND PARAMETERS OF THE CASCADE γ -DECAY OF ¹⁸³W

V.A. Bondarenko¹, J. Honzratko², V.A. Khitrov³, A.M. Sukhovoj³, I. Tomandl²

¹ Institute of Solid State Physics, University of Latvia, Latvia ² Nuclear Physics Institute, Řež near Prague, Czech Republic ³ Frank Laboratory of Neutron Physics, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

The algorithm [1] to estimate the intervals of possible values of level densities and radiatiative strength functions on the basis of the experimental data on the total radiative width of neutron resonance Γ_{λ} and dependence of the two-step cascade intensities $I_{\gamma\gamma}$ on energy E_i of their intermediate levels has been developed in FLNP JINR. The obtained parameters provide precise reproduction of the input experimental information. Corresponding experiment has been performed in Rež for the target-nucleus ¹⁸³W.

In the experiment, the energies of cascade transitions and intensities of 256 cascades populating 158 levels of the ¹⁸³W up to the excitation energy near 3.8 MeV were determined. These data allowed us to determine energy dependence $I_{\gamma\gamma}(E_I)$ of the intensity of cascades to the ground and four excited state of ¹⁸³W. As in the majority of nuclei studied earlier, the dependence $I_{\gamma\gamma}(E_I)$ cannot be reproduced in calculation within the existing notions of the level density and radiative strength functions of dipole transitions for the all excitation energy region $E_{ex} \approx B_n$.

Combined information on the intensities $i_{\gamma\gamma} = i_l / \sum i_2$ of the resolved cascades and available data on absolute intensities of their primary and secondary transitions allows one to determine the total population of a set of excited states in ¹⁸³W. A comparison with the model calculation shows discrepancy between the theory and experiment for the levels with $E_{ex} \leq 3$ MeV. Exceeding of the experiment over the calculation in conjuction with the probable equidistancy of the intermediate levels of the most intense cascades allow an assumption about the presence of intense γ -transitions with $E_{\gamma} < 900$ keV between high-lying levels whose radiative strength functions are considerably higher than that for transitions to the low-lying states. The same effect was observed in many other nuclei. This points to the necessity of both experimental study of cascade γ -decay of a nucleus with high level density in the excitation region below B_n and theoretical investigation of the cascade γ decay process. Only in this case one can expect for appearance of the more precise notions of this process.

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗОМЕРНЫХ ОТНОШЕНИЙ В (ү,n)- И (ү,p)-РЕАКЦИЯХ НА ЯДРАХ ^{117m,g}In, ^{120,122m,g}Sb

О.А. Безшейко¹, И.Н. Вишневский², В.А. Желтоножский², И.Н. Каденко¹, В.М. Мазур³, В.А. Плюйко¹, Н.В. Стрильчук²

¹ Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко ² Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев ³ Институт электронной физики НАН Украины, Ужгород

Методами у-спектроскопии измерены относительные выходы изомернорадиоактивных го и основного состояний (Y_m/Y_{ϱ}) В реакциях ¹¹⁸Sn(γ ,p)^{117m,g}In, ^{121,123}Sb(γ ,n)^{120,122m,g}Sb. Измерения проводились на пучке тормозных ү-квантов микротрона МЗО Института электронной физики НАН Украины. Выходы реакции были измерены при граничной энергии уквантов 15 и 16 МэВ для (ү,р)-реакции и 16 МэВ для (ү,п)-реакции. В качестве мишени использовались образцы из обогащенного до 99% ¹¹⁸Sn и естественной сурьмы в металлическом виде. Измерения проводились на полупроводниковом спектрометре из сверхчистого германия с энергетическим разрешением 1,8 кэВ на γ-линиях ⁶⁰Со. В результате проведенных измерений было получено, что $Y_m/Y_g = (7,1\pm0,7)\cdot 10^{-2}$ и $(15\pm1)\cdot 10^{-2}$ для 120,122 Sb соответственно. Величина $Y_m/Y_g = (9^{+2}_{-4}) \cdot 10^{-2}$ и (24±2) $\cdot 10^{-2}$ для ^{117m,g}In при энергии 15 и 16 МэВ соответственно.

Расчеты в статистическом подходе по программе EMPIRE II показывают, что $Y_m/Y_g = 0,14$ и 0,21 для ^{117m,g}In при энергии 15 и 16 МэВ, что хорошо согласуется с экспериментом. В тоже время для (γ ,n)-реакции максимальное расчетное значение не превышает $Y_m/Y_g \leq 0,0005$.

Проводится обсуждение полученных данных.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТООБРАЗОВАНИЯ 115m In, 113m In, 111m Cd в интервале энергий $E_{\gamma} < 3.0$ Мэв

О.С. Шевченко, Ю.Н. Ранюк, В.Н. Гостищев, А.А. Немашкало, И.Г. Гончаров, В.Н. Борисенко, В.И. Нога, И.И. Шаповал, Э.Л. Купленников

Национальный научный центр «Харьковский Физико-Технический Институт», Украина

В настоящее время наблюдается большой интерес к исследованию резонансного поглощения фотонов ядрами при энергии $E_{\gamma} < 4$ -5 MeB. Значительное место в этих исследованиях занимают работы по изучению закономерностей возбуждения и девозбуждения ядерных изомеров. Это исследование коллективных дипольных переходов в ядрах, изучение проблем создания γ -лазера и ядерных квантовых генераторов. Сюда же примыкают вопросы синтеза изотопов во Вселенной.

С запуском в Национальном научном центре "Харьковский физикотехнический институт" электростатического ускорителя электронов ELIAS на энергию 3.0 МэВ появилась возможность для проведения опытов по изучению заселения и превращения изомеров. Такие качества пучка ускорителя, как высокая интенсивность тока (до 500 мкА), моноэнергетичность, стабильность и возможность плавного изменения энергии пучка в интервале 0.5 – 3.0 МэВ делают проведение опытов весьма эффективным.

Эксперимент проводился с помощью активационной методики.

Ускоритель оборудован системой для измерения количества электронов, попавших на танталовый радиатор. Активация образцов осуществлялась образовавшимися при торможении электронов фотонами.

Время облучения мишеней составляло от 30 до 60 минут при токе электронов – от 50 до 200 мкА.

Измерение наведенной в мишенях активности осуществлялось с помощью Ge(Li) γ-спектрометра с рабочим объемом 40 см³

Измерены выхода ядер ^{115m}In, ^{113m}In, ^{111m}Cd с целью определения вероятности их заселения. Работа предпринята в связи с тем, что для указанных ядер (кроме ^{115m}In) имелся большой разброс экспериментальных данных. Результаты обрабатываются.

- 1. Ю.П.Гангрский, А.П.Тончев // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 1996. Т.27. Вып.4.
- 2. Ю.П.Гангрский, А.П.Тончев // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 1996. Т.27. Вып.4.

СХЕМА РАСПАДА¹⁵⁸Er(EC)¹⁵⁸Ho

В.Г. Калинников, Н.А. Лебедев, В.И. Стегайлов, А.В. Сушков, П. Чалоун, Ю.В. Юшкевич Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

Завершены исследования радиоактивного распада ¹⁵⁸Er (2,29 час). С помощью спектрометров с полупроводниковыми детекторами на ISOLкомплексе ЯСНАПП-2 изучены спектры γ -лучей, γ - γ -совпадений и электронов внутренней конверсии, сопровождающих распад ¹⁵⁸Er. Таблица полученных нами данных о γ -лучах ¹⁵⁸Er представлена в [1] (в таблице опечатка $J_{\gamma 386} = 155(60)$, должно быть 1055(60)). Для построения схемы уровней ¹⁵⁸Ho выполнены измерения γ - γ - и *Кх*- γ -совпадений. В связи с наблюдением [2] интенсивного (\approx 100% распадов) перехода 7,697 кэВ (*E1*) схема уровней существенно реконструирована и включает следующие состояния с *E* (кэВ), I^{π} : 0, 5⁺; 67.2, 2⁻; 74.9, 2⁺; 91.5, (1⁻); 137.0, 2⁻; 146.8, 1⁺; 190.2, 2⁺; 254.3, (3⁺); 385.7, 2⁺; 433.2; 461.8, (1⁺) и 662.9, 1⁺.

Методом совпадений Kx(Ho)-лучей с γ -переходами 472.4; 515.9 и 587.9 кэВ, разряжающих уровень 662.9 кэВ, определена величина $P_k = K/\varepsilon$ для данного уровня и соответственно энергия распада ¹⁵⁸Er(EC)¹⁵⁸Ho: $Q_{\varepsilon} = 845^{+30}_{-20}$ кэВ.

Обсуждаются структура возбужденных состояний нечетно-нечетного ядра ¹⁵⁸Но и вероятности переходов между ними.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 03-02-17395).

- 1. В.Г.Калинников и др. // Тезисы докладов межд. совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. СПб. 1998. С62.
- 2. V.M.Gorozhankin et al. // J.Phys. G: Nucl. Part. Phys. 1996. V.22. P.377.

УРОВНИ ¹⁵⁹Но, ВОЗБУЖДАЕМЫЕ ПРИ *EC*/β⁺-РАСПАДЕ ¹⁵⁹Er

В.Г. Калинников, Ю.А. Ваганов, В.И. Стегайлов, Ж. Сэрээтэр, Я.С. Ибрахим, П. Чалоун Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

Завершено начатое в [1,2] исследование радиоактивного распада ¹⁵⁹Er (36 мин.). На ISOL-комплексе ЯСНАПП-2 в on-line и off-line режимах НРGе-детекторами выполнены измерения спектров у-лучей и у-усовпадений. Спектры электронов внутренней конверсии изучены с помощью спектрометра «миниапельсин» с регистрацией электронов Si(Li)детектором.

Существенно уточнены результаты измерений спектров у-лучей и ЭВК, полученные ранее Буте [3] и в нашей лаборатории [4]. Показано, что ряд слабых у-переходов не принадлежит изотопу ¹⁵⁹Er. Специальное внимание уделено жесткой части γ-спектра, где в [1] распаду ¹⁵⁹Er приписано 50 переходов с Е_γ ≥ 1838,5 кэВ. Отметим, что некоторые из них отнесены к этому нуклиду необоснованно, так как их энергии E_{γ} превышают энергию β распада ¹⁵⁹Er (2768,5 кэВ). Большинство из перечисленных в [1] переходов согласно нашему анализу принадлежат примесям. Дополнительно к результатам [3,4] определены мультипольности многих γ -переходов с $E_{\gamma} >$ 500 кэВ, что позволило установить квантовые характеристики отдельных уровней ¹⁵⁹Но. Наблюдение переходов с заметной примесью ЕОкомпонента (939,5 кэВ) свидетельствует, что при распаде ¹⁵⁹Er в дочернем ¹⁵⁹Но возбуждаются уровни бета-вибрационного характера. Нам, как и в случае распада ¹⁶¹Er, не удалось путем наблюдения быстрых аи-βпереходов обнаружить трехквазичастичных состояний ¹⁵⁹Но, ожидаемых по сверхтекучей модели при энергиях возбуждения $E \ge 1,5$ МэВ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 03-02-17395).

- 1. И.Адам и др. // Тезисы докладов межд. совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. СПб. 1995. С.89.
- 2. В.Г.Калинников и др. // Тезисы докладов межд. совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. СПб. 1997. С.47.
- 3. J.Boutet. // Z. Phys. A. 1977. V.283. P.369.
- 4. И.Адам и др. // Изв. АН СССР. Сер.физ. 1979. Т.43. С.1089.
НЕЙТРОННАЯ ПЕРЕХОДНАЯ ПЛОТНОСТЬ УРОВНЯ 2_1^+ В ¹⁸О

М.С. Онегин¹, А.В. Плавко²

¹ Петербургский институт ядерной физикиРАН, Россия ² Санкт-Петербургский государственный политехнический университет

Аномально большая величина нейтронного матричного элемента M_n для перехода 2_1^+ в ядре ¹⁸О была подтверждена в работе [1] при анализе неупругого рассеяния протонов с энергией 135МэВ. Анализ выполнялся в рамках метода DWIA с использованием в качестве потенциала, вызывающего переход *g*-матрицы Герамба [2]. Извлекаемая при описании экспериментальных данных нейтронная переходная плотность, полученная в [1], существенно смещена внутрь ядра. В работе Келли [3] было в дальнейшем показано, что *g*-матрица Герамба неадекватно описывает экспериментальные данные, и предложено для описания неупругого рассеяния пользоваться эмпирическим взаимодействием в виде *t*-матрицы, зависящей от плотности. Проведенный в настоящей работе повторный анализ данных работы [1] с использованием эмпирического взаимодействия [3] приводит к нейтронной переходной плотность, но перенормирована по амплитуде.



Коэффициент перенормировки несколько меньше извлекаемого при анализе отношения $M_{n}/M_{p}=1.80(7)$ (в работе [1] получено значение 2.06(3) для этого отношения, тогда как электромагнитные данные по зеркальному ядру ¹⁸N дают значение 2.10(11)). В отличие от ядра ¹⁸О, в ядре ¹⁶О возбуждение уровня 2_1^+ описывается изоскалярной хорошо переходной плотностью Т=0 (см нижний рис., пунктир), тогда как использование изоскалярной переходной плотности для ¹⁸О (рис., штрих) неприемлемо. Форма нейтронной переходной плотности, извлекаемая в данной работе (см. верхний рис.), позволяет говорить дополнительном вкладе валентных 0 нейтронов в возбуждении уровня 21⁺ в ядре 18 O.

- 1. J.Kelly, W.Bertozzi, T.N.Buti, J.M.Finn *et al.* // Phys. Lett. B. 1986. V.169. P.157.
- 2. H.V.Von Geramb. // AIP Conf.Proc.No.97 / Ed. H.O.Meyer. New York: AIP,1983. P.44.
- 3. J.J.Kelly // Phys.Rev. C. 1989. V.39. P.2120.

ОБНАРУЖЕНИЕ ИЗОМЕРНОГО СОСТОЯНИЯ 52 Ті ($T_{1/2}$ =49 мин) В РЕАКЦИИ 51 V($n, n \gamma$)

Ж.И. Адымов, Е.З. Ахметов, А.С. Ерматов, В.М. Карташов, А.Г. Троицкая Институт ядерной физики Национального ядерного центра Республики Казахстан

Изучение реакции ⁵¹V(*n*, *n* γ) проводилось на установке, собранной на горизонтальном канале реактора ВВР-К ИЯФ НЯЦ РК [1]. Использовалась естественная смесь ванадия, где содержание ⁵¹V составляет 99,750 %. При измерении остаточной активности ванадиевой мишени наблюдались переходы (указанных на рисунке энергий), которые можно отнести к цепочке распада ⁵²Ti \rightarrow ⁵²V \rightarrow ⁵²Cr с $T_{1/2}$ =49 мин. На рисунке сплошные кривые - экспоненты, соответствующие такому периоду полураспада.



По литературным данным в реакции ⁵⁰Ti (t, p) с использованием тритонов из реакции Li (n, α) проявлялась активность с $T_{1/2}$ =49 (3) мин. Более известна активность с $T_{1/2}$ = 1,7 мин, относимая к основному состоянию ⁵²Ti. Также можно утверждать, что в рассматриваемом случае в ходе реакции неупругого рассеяния быстрых нейтронов на ⁵¹V параллельно протекают реакции (n, p) и (n, γ) .

1. Д.К.Каипов и др. // Известия АН КазССР Серия физ.-мат. 1977. № 4. С.1.

ПЛОТНОСТИ ЯДЕРНЫХ УРОВНЕЙ ⁵⁶Со, ⁵⁷Со, ⁹⁰Nb, ⁹⁴Nb ИЗ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ СЕЧЕНИЙ ЭМИССИИ НЕЙТРОНОВ В (р,n) РЕАКЦИИ

Б.В. Журавлёв, А.А. Лычагин, Н.Н. Титаренко, В.И. Трыкова Государственный научный центр РФ "Физико-энергетический институт", Обнинск, Калужская область, Россия

Экспериментальные данные по дифференциальным сечениям эмиссии частиц в ядерных реакциях являются основным критерием для ответа на вопрос о вкладе того или иного механизма реакции. В свою очередь, надёжность отделения неравновесных процессов обуславливает точность извлечения информации о такой важной статистической характеристике высоковозбуждённых ядер как плотность ядерных уровней. В настоящей работе дифференциальные сечения эмиссии нейтронов в (p,n) реакции на ядрах ⁵⁶Fe, ⁵⁷Fe, ⁹⁰Zr, ⁹⁴Zr измерены в диапазоне энергии протонов (7-11) МэВ и проанализированы с целью исследования механизмов протекания реакции и определения плотностей уровней ⁵⁶Co, ⁵⁷Co, ⁹⁰Nb и ⁹⁴Nb. Измерения функций возбуждения, спектров и угловых распределений нейтронов проведены спектрометром нейтронов по времени пролёта на импульсном перезарядном ускорителе ЭГП-15 ФЭИ. Анализ измеренных данных выполнен в рамках моделей равновесного и предравновесного распада ядер с использованием точного формализма Хаузера-Фешбаха и экситонной модели. Исследован вклад неравновесной эмиссии нейтронов в (p,n) реакции на ядрах ⁵⁶Fe, ⁵⁷Fe, ⁹⁰Zr, ⁹⁴Zr. Определены абсолютные значе-ния плотности ядерных уровней ⁵⁶Co, ⁵⁷Co, ⁹⁰Nb, ⁹⁴Nb, их энергетические зависимости. В энергетических зависимостях плотности уровней ⁵⁶Со и ⁹⁰Nb между хорошо известными низколежащими уровнями и континуумом проявляется структура, обусловленная неоднородностями спектра одночастичных состояний для ядер вблизи заполненных оболочек. Показано также, что полученные данные существенно отличаются от предсказаний модельных систематик плотности ядерных уровней.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и Калужского научного центра (грант 04-02-97237).

ИЗМЕНЕНИЯ СРЕДНЕКВАДРАТИЧНЫХ ЗАРЯДОВЫХ РАДИУСОВ НЕЙТРОНОДЕФИЦИТНЫХ ИЗОТОПОВ ЕВРОПИЯ, ИЗМЕРЕННЫХ МЕТОДОМ РЕЗОНАНСНОЙ ИОНИЗАЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ В ЛАЗЕРНОМ ИОННОМ ИСТОЧНИКЕ

А.Е. Барзах, Ю.М. Волков, В.С. Иванов, А.М. Ионан, К.А. Мезилев, Ф.В. Мороз, С.Ю. Орлов, В.Н. Пантелеев, Д.В. Федоров

Петербургский институт ядерной физики РАН, Гатчина, Ленинградская область, Россия

Для исследований изотопических сдвигов нейтронодефицитных изотопов европия был применен метод спектроскопии в лазерном ионном источнике. Регистрирующая система на основе γ- и β- детекторах позволила расширить область применения метода. Были измерены изотопические сдвиги европия на переходе 576.520 нм для ¹³⁷⁻¹⁴⁴Eu. Для увеличения эффективности лазерного ионного источника было применено аксиальное магнитное поле (до 500 Гаусс). Благодаря более эффективному вытягиванию ионов в присутствии аксиального магнитного поля, удалось повысить эффективность получения ионов европия в два раза. Использование эффекта ионного банчирования позволило значительно увеличить селективность метода. Приводится сравнение изотопических сдвигов для ¹³⁹⁻¹⁴⁴Eu с измеренными ранее. Новые данные, полученные для ¹³⁷Еи и ¹³⁸Еи указывают на плавное увеличение деформации для этих изотопов. Обсуждаются теоретические расчеты, проведенные микроскопически-В макроскопическом подходе и в рамках модели Хартри-Фока.

О ВОЗМОЖНОЙ ОКТУПОЛЬНОЙ ДЕФОРМАЦИИ НЕЧЕТНЫХ ЯДЕР РЕДКИХ ЗЕМЕЛЬ

В.О. Сергеев

Институт физики Санкт-Петербургского университета

Рассмотрены свойства нечетно-нейтронных ядер редких земель с Z = 58-64 с целью обнаружить наличие октупольной деформации этих ядер. Особый интерес представили ядра с N = 89, которые в области $A \approx 150$ расположены между сферическими и деформированными ядрами. Интерпретация возбужденных состояний в ядрах с N = 89 обычно затруднительна. Трудно, например, объяснить существование низколежащих уровней с положительной четностью в этих ядрах, которые не могут быть ни одночастичными возбуждениями $i_{13/3}$, ни коллективными фононными октупольные возбуждениями, ни уровнями из схемы Нильссона. Отмечается, что в ядрах с числом протонов Z = 87 и Z=89 ранее были установлены октупольные возбуждения и было показано [1], что ряд нечетных ядер в этой области, например $^{221}_{87}$ Fr, имеют статическую октупольную деформацию.

В настоящей работе проанализированы имеющиеся экспериментальные данные об энергиях возбуждения, квантовых характеристиках и вероятностях *E1*- и *E2*-переходов в нейтроно-нечетных ядрах редких земель. В качестве признака существования октупольной деформации принималось наличие сравнительно быстрых ($F_{mopM} \approx 10^4$) *E1*- переходов между уровнями с одинаковыми спинами и разной четностью, которые могли бы свидетельствовать об октупольной деформации рассматриваемых ядер. Среди рассмотренных ядер по крайней мере ${}^{149}_{60}Nd_{89}$ и ${}^{151}_{62}Sm_{89}$ (и, по-видимому, ${}^{147}_{58}Ce_{89}$) могут иметь октупольную деформацию – см. фрагменты схем уровней этих ядер, приведенные на рисунках. Само существование низколежащих уровней с положительной четностью подтверждает предположение об октупольной деформации этих ядер.



ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ЗНАЧЕНИЯ ПЕРЕХОДНЫХ И СТАТИЧЕСКИХ ТОРОИДНЫХ МОМЕНТОВ И ПАРАМЕТРОВ ФОРМЫ ЯДЕР

В.М. Карташов, А.Г. Троицкая Институт ядерной физики Национального ядерного центра Республики Казахстан

Изучение аномальной конверсии в ядрах редкоземельных элементов привело к определению значений как переходных дипольных тороидных моментов (таблица), так и статических [1]. В таблице приведены значения ядерного параметра $\lambda^{(2)}$ в обозначении М.Е.Войханского и М.А.Листен-гартена. Полученные нами значения статических дипольных тороидных моментов определялись из анализа аномальных коэффициентов внутренней конверсии *M1*-переходов внутри ротационной полосы и сравнивались с модельными расчетами для нечетных деформированных ядер. Наилучшее согласие экспериментального значения тороидного момента ¹⁸³W с расчетным получается при учете отмеченных нами [2] особенностей формы и знака деформации для ядра ¹⁸²W из анализа несущих информацию о форме ядер параметров смешивания и силового для *Е0*переходов.

Ядро	$I^{\pi}_{i} \rightarrow I^{\pi}_{f}$	E_{γ} , кэВ	$ < U_{\gamma} > _{3} \cdot 10^{3}$	$\lambda_{\mathfrak{I}}^{(2)}$	<i>t</i> _{1э} я.м.фм.
¹⁶⁹ Tm	$7/2^- \rightarrow 7/2^+$	63,12	18,3 (4)	-40 (25)	0,040 (25)
	$7/2^- \rightarrow 7/2^+$	240,33	0,15 (1)	300 (40)	0,04 (1)
¹⁷³ Yb	$7/2^+ \rightarrow 9/2^-$	171,40	26,5 (5)	-20 (7)	0,5 (2)
	$7/2^+ \rightarrow 7/2^-$	271,97	30,8 (5)	41 (13)	1,2 (4)
	$7/2^- \rightarrow 7/2^+$	285,32	23,4 (5)	88 (34)	2,0 (6)
	$7/2^+ \rightarrow 5/2^-$	350,67	3,1 (2)	270 (100)	0,8 (3)
¹⁷⁵ Lu	$9/2^- \rightarrow 9/2^+$	282,6	7,8 (5)	-410 (35)	3,2 (5)
	$9/2^- \rightarrow 7/2^+$	396,32	6,2 (2)	610 (30)	3,6 (3)
¹⁷⁷ Hf	$9/2^+ \rightarrow 9/2^-$	208,34	62,5 (5)	35,3(170)	2,1 (11)
	$9/2^+ \rightarrow 7/2^-$	321,32	4,8 (2)	1020 (50)	4,6 (4)
^{182}W	$2^- \rightarrow 2^+$	67,75	215 (5)	-20 (20)	4 (4)
	$3^- \rightarrow 2^+$	152,43	8,9 (2)	-140 (70)	1,2 (6)

Из наших данных доли примеси мультипольности $M2 \Delta = 0,01$ и параметра проникновения $\lambda_9^{(2)}$ перехода 396,32 кэВ в ¹⁷⁵Lu и литературного значения степени циркулярной поляризации γ -квантов $P_{\gamma} = (5,5\pm0,5)\cdot10^{-5}$ определена величина структурного параметра слабого взаимодействия $q_p = 5,4$ (8). Для перехода 321,32 кэВ в ¹⁷⁷Hf получено следующее соотношение: $P_{\gamma} = q_N \cdot (1,7\pm0,1)\cdot10^{-5}$, несколько отличающееся от имеющихся литературных данных.

- 1. В.М.Карташов, А.Г.Троицкая // Тез. докл. 49 Междун. совещ. по ядерн. спектроск и структ. атомн. ядра. 1999. СПб. С.105.
- 2. В.М.Карташов и др. // Изв АН СССР. Серия физ. 1990. Т.54. С.196.

ЭНЕРГИИ ГАММА-ПЕРЕХОДОВ И УРОВНЕЙ ¹⁸¹Та В РАСПАДЕ ¹⁸¹Нf

В.Т. Купряшкин, А.П. Лашко, Т.Н. Лашко, А.И. Феоктистов Институт ядерных исследований НАН Украины, г. Киев

На γ -спектрометре, включающем в себя планарный HPGe-детектор GLP-36360/13 с разрешением 580 эВ на γ -линии 122 кэВ ⁵⁷Со и многоканальный буфер 919 SPECTRUM MASTER фирмы ORTEC, с высокой точностью измерена энергия γ -перехода 482 кэВ в распаде ¹⁸¹Hf. Для определения энергии перехода как реперы использовали γ 468 и γ 484 кэВ из распада ¹⁹²Ir.

Привлекая данные наших предыдущих работ [1-3] и используя правило Ритца для каскадных переходов, удалось более точно определить энергии всех уровней ¹⁸¹Та и γ-переходов, возбуждающихся в распаде ¹⁸¹Нf. Они представлены в таблице совместно с данными работы [4].

Настояща	ая работа	Компиляция [4]			
Энергии уровней, эВ	Энергии ү-переходов, эВ	Энергии уровней, эВ	Энергии ү-переходов, эВ		
6222.0(15)	6222.0(15)	6238(20)	6238(20)		
136253.2(46)	136253.1(46)	136266(13)	136266(13)		
482188.0(32)	345934.5(33) 475965.3(35) 482187.3(32)	482182(23)	345916(25) 475940(30) 482182(23)		
615245.0(35)	133056.9(13) 615243.9(35)	615210(30)	133024(17) 615210(30)		
619039.0(36)	3794.0(9) 136850.9(16) 619037.9(36)	619050(40)	3840(40) 136860(40) 619040(40)		

- 1. В.Т.Купряшкин и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 1994. Т.58. С.43.
- В.Т.Купряшкин и др. // Ядерн. спектроск. и структ. атомн. ядра. Тез. докл. 39 Совещ. Л.: Наука, 1989. С.116.
- 3. А.П.Лашко, Т.Н.Лашко // Ядерн. спектроск. и структ. атомн. ядра. Тез. докл. 53 Совещ. СПб.: ООО «Соло», 2003. С.244.
- 4. R.B.Firestone and V.S.Shirley. Table of Isotopes. CD ROM Edition. Wiley Interscience, 1996.

ГАММА-ЛУЧИ ИЗ РАСПАДА ¹⁹¹Рt

Т.Н. Лашко, А.П. Лашко

Институт ядерных исследований НАН Украины, г. Киев

На γ -спектрометре, включающем в себя два горизонтальных HPGедетектора (коаксиальный - GEM-40195 с разрешением 1,73 кэВ на γ -линии 1,33 МэВ ⁶⁰Со и планарный - GLP-36360/13 с разрешением 580 эВ на γ линии 122 кэВ ⁵⁷Со) и многоканальный буфер 919 SPECTRUM MASTER фирмы ORTEC, измерены интенсивности γ -лучей из распада ¹⁹¹Pt для области энергий выше 150 кэВ.

Источники ¹⁹¹ Pt ($T_{1/2} = 2,9$ дня) получены в реакции (n,γ) при облучении обогащенной платины (содержание изотопа ¹⁹⁰ Pt 0,8 %) на исследовательском реакторе ВВР-М ИЯИ НАНУ.

ү-линия	Интенсивность,	ү-линия	Интенсивность,	
	отн. ед.		отн. ед.	
170		170		
172	39,8±1,2	4/9	$0,71\pm0,05$	
178	11,2±0,3	494	0,77±0,03	
187	4,69±0,14	538	180±4	
219	10,1±0,3	541	5,00±0,15	
221	1,80±0,06	568	$0,69{\pm}0,04$	
223	$1,54{\pm}0,05$	576	$1,56\pm0,06$	
267	9,2±0,4	583	$1,02\pm0,05$	
268	19,8±0,9	618	0,17±0,04	
351	41,8±1,0	624	19,1±0,6	
359	74,2±1,8	633	$0,40\pm0,07$	
396	0,21±0,05	658	0,20±0,04	
409	100	680	$0,096 \pm 0,009$	
445	0,76±0,05	762	0,169±0,011	
456	42,3±1,0	806	$0,068 \pm 0,020$	
458	0,78±0,08	935	0,143±0,009	

Результаты измерений приведены в таблице.

Проводится сравнение полученных данных с результатами других авторов.

О РАСПАДЕ ¹⁷⁶Та→¹⁷⁶Нf

Е.П.Григорьев

Санкт-Петербургский государственный университет, Россия

Нf является одним из четырех деформированных ядер, где установлены и рассмотрены состояния с $J^{\pi}K=0^{-}0$: 1818.91 кэВ и 2912.27 кэВ [1,2]. Уровни 1643.41 кэВ, 1⁻0 и 1710.24 кэВ, 3⁻0 отнесены к полосе с K=0. Нами выявлена полоса с $K^{\pi}=1^{-}$ с уровнями 1722.05, 1⁻, 1767.53, 2⁻ и 1854.03 кэВ, 3⁻. Проведен расчет кориолисова взаимодействия обеих полос. Получены параметры A=9.94 кэВ, X=3325.71 кэВ, Y=57.15 кэВ и b=19.046 кэВ. Они не выходит за рамки обычных значений [3] и позволяют вычислить значения энергии других членов ротационных полос.

Взаимодействие полос с $K^{\pi}_{i}=0^{+}_{3}$ и 2^{+}_{1} происходит через вышележащие уровни с $K^{\pi}=1^{+}$. В результате расчета получены параметры, среди которых A=14.68 кэВ, что в 1,5 раза выше обычных значений, и b=4.57 кэВ, который в 5-8 раз ниже, чем для других полос. Причиной малого значения b можно считать взаимодействие через промежуточный уровень.

В распаде ¹⁷⁶Та, $J^{\pi}=0^{-}$ наблюдается слабый переход 306.79(20) кэВ, *I*=0.50 в единицах [1]. По-видимому, он разряжает уровень 597.02(20) кэВ, 6⁺0. Это достаточно высокоспиновое состояние может заселяться с уровней с $J^{\pi}=4^{+}$. К ним относится уровень 1540.2 кэВ, 4⁺2, введенный нами в схему распада ¹⁷⁶Та по неразмещенному переходу 1250.0 кэВ, *I*=2.3 ед. Для наблюдения ожидаемого перехода 943.2 кэВ. 4⁺2 \rightarrow 6⁺0 не хватило чувствительности спектрометра в [1]. Имеется другая возможность заселения уровня 6⁺0. В распаде ¹⁷⁶Та проявляется уровень 1591.31 кэВ, 4⁺0. С него возможен переход 994.46 кэВ, *I*=1.0(2), 4⁺2 \rightarrow 6⁺0, также наблюдавшийся в распаде ¹⁷⁶Та.

Возможно, не размещенный в [1] γ -переход 1659.21 кэВ. *I*=2.0 относится к разрядке уровня 1747.56 кэВ, 0⁺0, известного из ядерной реакции (*p*,*t*) с измеренной энергией 1749(10) кэВ.

По энергии известных ү-переходов установлен ряд новых уровней.

- 1. F.M.Bernthal et al. // Phys.Rev. 1971. V.C3. P.1294.
- 2. Е П Григорьев. // Я.Ф. 2004 Т.67. В печати.
- 3. Е.П.Григорьев. // ЭЧАЯ. 2003. Т.34. С.869.

FISSION MODES OF U, Th AND Ta NUCLEI AT LOW AND INTERMEDIATE PHOTON ENERGIES

N.A. Demekhina, R.A. Astabatian, R.L. Kavalov, Yu.L. Margarian, E.R. Markarian, G.S. Karapetyan¹ Yerevan Physics Institute, Yerevan, Armenia ¹Yerevan State University, Yerevan, Armenia

The information on the contribution of the different fission modes have been obtained in photonuclear reactions with bremsstrahlung photons at low (E_{max} =50 MeV) and intermediate (E_{max} =1800 MeV, 3500 MeV) energies. The measurement methods included the off line registration induced activity and on line time-of-flight technique. The identification characteristics of the fission fragments: charge and mass distributions and folding angles are determined. The careful analysis has been made for U target. The low energy fission related to photoabsorption in giant resonance range have been divided into one symmetric and two asymmetric components, which conform the existence of the "superlong" and "standard 1,2" components in cold fission discussed in [1].

At higher photon energies the contributions of the cold and warm U-fission modes were choused [2]. The high energy contribution photofission was determined by measuring the coincidence fragments at folding angle about 173° [3]. The symmetric and asymmetric components related to high energy photons are extracted in addition. All considered fission modes were determined in the fragment mass distribution, obtained by activation method at photon energy of 3500 MeV.

Both the calculated ratio for asymmetric to symmetric branches and total fission yield are in a good agreement to published data [4-6]. The same analysis has been done for Th fission data. The contributions of asymmetric and symmetric components are investigated at photon energies E_{max} =50 MeV and E_{max} = 3500 MeV. In the experimental data on Ta photofission it was revealed the symmetric fission only, that increases with photon energy in the same energy range.

The charge distribution of the fission fragments has been analyzed in the frames of the models [7] of the division of the fissioning nuclei nuclear charge.

- 1. U.Brosa, S.Grossman and A.Muller // Phys. Reports. 1990. V.197. P.167.
- 2. B.Schroder, G.Nydahl and B. Forkman // Nucl. Phys. A. 1970. V.143. P.449.
- 3. G.M.Ayvazyan, R.A.Astabatian, G.V.Badalyan, N.A.Demekhina // PTE. 1997. V.1. P.39.
- 4. A.Veyssiere, H.Beil, R.Bergere at al. // Nucl. Phys. A. 1973. V.199. P.45.
- 5. H.Ries, U.Kneissl, G.Mank at al. // Phys.Lett. B. 1984. V.139. P.254.
- 6. G.A.Vartapetyan, N.A.Demekhina, V.I.Kasilov, Yu.N.Ranyuk,// Sov. J. Nucl. Phys. 1971. V.14. P.65.
- 7. H.Kudo, M.Maruyama et al. // Phys. Rev. C. 1998. V.57. P.178.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ИЗОМЕРНОГО СОСТОЯНИЯ 13/2⁺ ИЗОТОПА ¹⁹⁷ Рt В РЕАКЦИИ (γ,n)

З.М. Биган, В.А. Желтоножский¹, В.М. Мазур, Т.И. Маринец, Н.В. Стрильчук*

ИЭФ НАН Украины, г. Ужгород; ИЯИ НАН Украины, г. Киев

Несмотря на то, что возбуждение изомерных состояний в реакциях (γ, n) исследовались довольно широко [1], изомерные отношения для переходных ядер с массами A = 185 - 200, находящихся между сильнодеформированными ядрами редкоземельных и областью сферических ядер района свинца практически не изучались.

Настоящая работа посвящена исследованию энергетической зависимости изомерных отношений в реакции ¹⁹⁸Pt(γ ,n)^{197m,g}Pt в области энергий 9-18 МэВ. Измерения проводились с шагом 0,5 МэВ на микротроне М-30 ИЭФ НАН Украины. Наведенная активность облученных образцов измерялась с помощью Ge(Li)-детектора объемом 100см³. Идентификация заселения основного состояния проводилась по гамма-линии 191 кэВ, изомерного–346 кэВ. Полученные в результате реакции (γ , n) ядра ¹⁹⁷Pt при распаде образуют изотоп ¹⁹⁷Au.

Изомерные отношения выходов для нескольких энергий приведены в таблице:

Е _т , МэВ	Y _m /Y _g	E _m , МэВ	Y _m /Y _g
10	0,015±0,002	14	$0,114\pm0,002$
12	0,031±0,003	15	0,150±0,003
13	0,100±0,004	16	0,172±0,003

Порог реакции ¹⁹⁸ Pt(γ ,n)^{197m} Pt составляет 8,9 + 0,15 МэВ, что на 0,9 МэВ превышает энергетический порог реакции (γ ,n) для этого ядра. Такое возрастание эффективного порога обусловлено значительной разницей в спинах между основными состояниями материнских ядер (0⁺) и изомерными состояниями дочерних ядер, что обуславливает необходимость каскада γ -квантов не менее, чем из пяти переходов или наличием быстрых, с энергией ~ 1 МэВ нейтронов, обеспечивающих изменение углового момента дочернего ядра.

Сечения реакции ¹⁹⁸ Pt(γ ,n)^{197m} Pt имеют одногорбый вид с максимумом при энергии 14,0 МэВ. Сечения аппроксимировались методом наименьших квадратов лоренцовой кривой. При этом получены следующие параметры лоренциана: $\sigma_0 = 114,3$ мб, $E_0 = 13,96$ МэВ, $\Gamma_0 - 2,72$ МэВ.

Расчеты изомерных отношений, проведенные для платины-197 в рамках капельно-испарительной модели, согласуются с экспериментом при фиксации параметра ограничения по спину σ = 3,2.

1. В.М.Мазур // ЭЧАЯ. 2000. Т.31. С.385.

K- ISOMER STUDIES IN HF-W ISOTOPES

I. Tomandl¹, J. Honzratko¹, V. Bondarenko², J. Berzinš², A.M. Sukhovoj³ ¹Nuclear Physics Institute, Řež, CZ ²Institute of Solid State Physics University of Latvia, Riga, Latvia ³Frank Laboratory of Neutron Physics, JINR, Dubna, Russia

Knowledge of the absolute transition rates is of great importance not only for probing the nuclear structures but also for many applications. Conditions under which the certain nuclear state becomes isomeric depends on the many factors. For example, an existence of the many long-lived half lives in Hf-W region is caused by the so known *K*-selection rules. This situation arises in consequence that the *K*-projection of the nucleonic spins on the symmetry axis in deformed nuclei is a good quantum number so the nuclear transition violating the *K*-rule behaves as forbidden. An analysis of the corresponding time-delayed coincidences allows to select only those events that precede the isomer depopulation of interest. Among the many levels in ¹⁸⁵W established recently in the follow-up (*d*,*p*) and (*d*,*t*) studies 13 levels are completely new. Few known levels are found to be a close doublets with the energy difference only about 1 keV. These studies have clearly shown that with an analysis of delayed-coincidence events new important information regarding the level scheme can be achieved.

НЕЗАВИСИМЫЕ ВЫХОДЫ ОСКОЛКОВ Kr И Xe ПРИ СПОНТАННОМ И ФОТОДЕЛЕНИИ ²⁴⁸Cm

Ю.П. Гангрский, В.И. Жеменик¹, Н.Ю. Маслова, Г.В. Мышинский, Х.С. Норов², Ю.Э. Пенионжкевич

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия ¹ Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев, Украина ² Таджикский Государственный Национальный Университет, Душанбе, Таджикистан

Измерены независимые выходы осколков Kr (A=89-93) и Xe (A=135-142) при фотоделении ядра ²⁴⁸Cm пучком тормозного излучения электронов с граничной энергией 25 МэВ и Xe при спонтанном делении. Использовалась методика переноса вылетевших из мишени осколков газовым потоком по капилляру в криостат, где при температуре жидкого азота происходила конденсация Kr и Xe. Все остальные осколки задерживались фильтром на входе в капилляр. Идентификация изотопов Kr и Xe производилась по спектрам γ -излучения и периодам полураспада их самих и их дочерних продуктов. Значения независимых выходов осколков Kr и Xe представлены в таблице.

	²⁴⁸ Cm SF			
Осколок	<i>Y</i> _{отн.} , %	Осколок	$Y_{omh.}, \%$	<i>Y</i> _{отн.} , %
⁸⁹ Kr	49.8	¹³⁵ Xe	53,6	18,1
91 Kr	100	¹³⁷ Xe	100	78.3
⁹² Kr	78.4	¹³⁸ Xe	98,2	100
⁹³ Kr	23.9	¹³⁹ Xe	52,9	82.1
		¹⁴⁰ Xe	37.6	69,9
		¹⁴¹ Xe	7.8	18.6
		¹⁴² Xe	6.8	12.0

Полученная зависимость выходов от массового числа осколка для Kr описывается распределением Гаусса со средним массовым числом 90.76(16) и дисперсией 1.42(15). Для Xe средние массовые числа при фотои спонтанном делении составляют 137.12(13) и 138.03(20), дисперсии 1.86(13) и 1.95(0.19) соответственно. Наблюдались отклонения от этого распределения в сторону пониженного выхода для осколков с нечетным количеством нейтронов и повышенного выхода для осколков с четным количеством нейтронов, особенно заметные на краях распределения.

СРАВНЕНИЕ НЕЗАВИСИМЫХ ВЫХОДОВ ОСКОЛКОВ Kr И Xe ПРИ ФОТОДЕЛЕНИИ ²³⁷Np И ²⁴³Am

Ю.П. Гангрский, В.И. Жеменик¹, Г.В. Мышинский, Ю.Э. Пенионжкевич Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия ¹ Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев, Украина

Измерены независимые выходы осколков Kr (A=89-93) и Xe (A=135-142) при фотоделении ядер ²³⁷Np и ²⁴³Am пучком тормозного излучения электронов с граничной энергией 25 МэВ. Использовалась методика переноса вылетевших из мишени осколков газовым потоком по капилляру в криостат, где при температуре жидкого азота происходила конденсация Kr и Xe. Все остальные осколки задерживались фильтром на входе в капилляр. Идентификация изотопов Kr и Xe производилась по спектрам γ -излучения и периодам полураспада их самих и их дочерних продуктов. Значения независимых выходов осколков Kr и Xe представлены в таблице.

Осколок	²³⁷ Np(γ,F)	²⁴³ Am(γ, F)	Осколок	²³⁷ Np(γ,F)	²⁴³ Am(γ,F)
⁸⁹ Kr	80	81	¹³⁵ Xe	62,8	42
⁹¹ Kr	100	100	¹³⁷ Xe	100	100
⁹² Kr	42,8	42	¹³⁸ Xe	86,6	75
⁹³ Kr	17,0		¹³⁹ Xe	30,3	35
			¹⁴⁰ Xe	7,6	9
			¹⁴¹ Xe	3,0	5
			¹⁴² Xe	1,9	3

Как видно из таблицы, распределения выходов изотопов Kr при фотоделении Np и Am практически совпадают. В распределении выходов изотопов Xe наблюдается отклонение для изотопов с массовыми числами 141 и 142 от распределения Гаусса, как для Np, так и для Am. Указанное отклонение может быть связано с влиянием деформированной подоболочки с N=88.

РЕГИСТРАЦИЯ β-ЗАДЕРЖАННОЙ ДВУНЕЙТРОННОЙ ЭМИССИИ ИЗ ОСКОЛКОВ ФОТОДЕЛЕНИЯ ²³⁸U

Ю.П. Гангрский, К. Гладнишки, В.И. Жеменик, Г.В. Мышинский, Ю.Э. Пенионжкевич, Е.А. Сокол Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия ¹ Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев, Украина

Осколки деления могут испытывать бета-распад с последующим испусканием одного или нескольких нейтронов. Для осколков деления множественная бета-задержанная эмиссия нейтронов экспериментально наблюдалась только для двух ядер: 98Rb и 100Rb и предсказывалась для ядра ¹³⁶Sb [1,2]. В работе [1] вероятность двунейтронной эмиссии оценивалась как 0.28%, а в работе [2] - 10.6%. Мы провели эксперименты по детектированию задержанной эмиссии двух нейтронов для осколков фотоделения ²³⁸U, получаемых на микротроне МТ-25 ЛЯР ОИЯИ. Осколки деления из реакционной камеры доставлялись к детектору нейтронов аэрозольной газовой струей азота по тонкому капилляру диаметром 2 мм. В реакционной камере поддерживалось давление 2 атм. Длина капилляра от мишени до детектора составляла около 10 м, внутри детектора нейтронов размещалось 30 м капилляра, завернутых в спираль диаметром 15см вокруг семи центральных счетчиков. После детектора нейтронов осколки уносились струей на 10 м и высаживались на фильтр. Детектор нейтронов представлял собой сплошную, цилиндрическую, пятислойную сборку из 61-го Не-3 – счетчика. Каждый счетчик, длиной 50 см. и диаметром 32 мм. был окружен полиэтиленовой оболочкой, представляющий собой в поперечном сечении шестигранник с расстоянием между параллельными сторонами 5 см. Эффективность регистрации нейтронов детектором составляла є_n=0.5 для одиночных нейтронов и ε_{2n} =0.25 для двойных. Время доставки осколков от мишени до детектора нейтронов составляло около 0.8 с, в детекторе осколки находились около 2.5 с. Основными источниками фона детектора являлись случайные совпадения от одиночных нейтронов и фон от космического излучения. В результате измерений была зарегистрирована 2нейтронная активность, превышающая указанные источники фона, при этом было установлено, что 2n/1n= 3×10⁻⁴. Если отнести всю наблюдавшуюся 2-нейтронную активность на распад ¹³⁶Sb, то $P_{\beta-2n} = (1.4 \pm 0.2)\%$.

^{1.} Yu.S.Lyutostansky and I.V.Panov // Z.Phys.A. Atoms and Nuclei. 1983. V.313. P.235.

^{2.} P.Moller, J.R.Nix, K.L.Kkatz // ADNDT. 1997. V.66. P.131.

NUCLEAR STRUCTURE AND REACTIONS IN ULTRA-MAGNETIZED STELLAR MEDIA

V.N. Kondratyev, O.A. Bezshyyko, I.M. Kadenko, V.A. Plujko, G.I. Primenko Taras Shevchenko National University, Kiev, Ukraine

The discovery on March 5, 1979 of a super-intense gamma-ray outburst (giant flare) from SGR 0526-66 [1] brought pioneering evidence for enormous magnetic fields in supernovae and neutron stars. Further observations of soft gamma repeaters and anomalous X-ray pulsars strongly support such `magnetar' concept implying ultra-magnetized stellar media with field strengths up to $10^{17,5}G$. These fields require to analyze magnetic effects in nuclide structure and transformations [2,3].

In this contribution we employ the mean-field treatment for the analysis [2] and demonstrate that the field effect in the properties of atomic nuclei can be considered as a shift of nucleon energy levels, which is governed by the interaction of respective magnetic moments with the field. Making use of the shell model with spherical harmonic oscillator we analyze common features of magnetic field dependence of shell-correction energy and magic numbers. For neutrons such effects entirely originate from the Pauli-type paramagnetic response. The interplay between spin- and orbital-magnetism determines the proton magnetic response. As demonstrated at zero spin-orbit interaction the Landau-type of orbital magnetic response results in dumped oscillations of the shell energy as a function of magnetic field. The presence of spin-orbit interaction leads to an anomalous field dependence of the proton shell-correction energy amplitude.

Next we consider reactions involving the ultra-magnetized atomic nuclei [3] by employing the Hauser-Feshbach statistical model. The important magnetic effects are argued to originate from modifications of reaction Q-values and nuclear level densities due to change in nuclear structure discussed above. The relationship between these mechanisms is illustrated on schematic examples of neutron radiative capture on ⁴³*Ti* and ⁵⁵*Ni*. It is shown that strong magnetic field results in considerable enhancement of radiative *n*-capture process due to magnetic contribution to Q-value. The magnetic effects in nuclear structure gives rise to oscillations of *n*-capture cross-section around an average value.

3. V.N.Kondratyev // Phys. Rev. C. 2004 (in press)

^{1.} E.P.Mazets, S.V.Golentskii, V.N.Ilinskii et al. // Nature (London). 1979. V.282. P.587

^{2.} V.N.Kondratyev // Phys. Rev. Lett. 2002. V.88, 221101; Journal Nucl. Sci. Technol.

^{2002.} V.1 Suppl. 2. P.550; J. of Nucl. and Radiochem. Sci. 2002. V.3. P.205

ИЗОМЕРНЫЕ ОТНОШЕНИЯ И СРЕДНИЕ УГЛОВЫЕ МОМЕНТЫ ПРОДУКТОВ ФОТОДЕЛЕНИЯ

ЯДЕР²³⁸U И ²³⁷Np

О.А. Бесшейко¹, В.А. Желтоножский², И.Н. Каденко¹, В.М. Мазур³, В.А. Плюйко¹, Н.В. Стрильчук² ¹Национальный университет, Киев, Украина ²ИЯИ, Киев, Украина; ³ИЭФ, Ужгород, Украина

Важное место при описании деления ядер занимают исследования роли особенностей ядерной структуры и динамики процесса деления при формировании различных характеристик, в частности распределения угловых моментов первичных осколков деления и их среднего значения $\langle J \rangle$. Один из наиболее простых и удобных методов извлечения информации о $\langle J \rangle$ основывается на анализе изомерных отношений продуктов деления.

В данной работе получены изомерные отношения и средние угловые моменты продуктов фотоделения ядер ²³⁸U и ²³⁷Np. Применялся модифицированный вариант методики из [1], использующий анализ аппаратурных у -спектров продуктов деления без их предварительного радиохимического выделения. Облучение проводилось тормозными у-квантами микротрона М-30 с максимальной энергией спектра 16 МэВ и 15 МэВ. Для создания оптимальных условий измерения спектров варьировались времена облучения и выдержки перед измерением. Гамма-спектры измерялись в течение ряда последовательных оптимизированных интервалов времени, что дало возможность упростить идентификацию продуктов деления. При расчете изомерных отношений, учитывался вклад от ядер-предшественников в изобарных цепочках *β*-распадов. В результате обработки спектров получены следующие значения изомерных отношений: $^{237}Np - \sigma(8)/\sigma(4^+) =$ 2,4(2) для ^{134}I , $\sigma(11/2)/\sigma(3/2^+) = 0,61(6)$ для ^{135}Xe ; ^{238}U - $\sigma(8)/\sigma(5^+) = 0.61(6)$ 1,2(2) для ^{130}Sb , $\sigma(8^{-})/\sigma(4^{+}) = 0,79(13)$ для ^{132}Sb , $\sigma(11/2^{-})/\sigma(3/2^{+}) = 0,79(13)$ 0.22(3) для ¹³⁵Хе.

Для расчета средних угловых моментов первичных продуктов фотоделения использовалась модифицированная версия программного кода EMPIRE-II [2]. Предварительные результаты находятся в удовлетворительном согласии с результатами из работы [1], где величины $\langle J \rangle$ были определены для продуктов деления ²³²*Th* нейтронами с энергией 14 МэВ.

^{1.} И.Н.Вишневский, В.А.Желтоножский, Н.В.Стрильчук и др.//ЯФ. 1998. Т.61. С.1562.

^{2.} M.Herman, et al.//J. Nucl. Sci. Tech. 2002. V.1. Suppl.2. P.116; http://www-nds.iaea.org/empire/

ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОСТИ ТОРМОЗНОГО СПЕКТРА **у-КВАНТОВ НА ТРАНСМУТАЦИЮ ИЗОТОПА**¹⁶⁵Но

Б.С. Ишханов, И.А. Лютиков, С.И. Павлов Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, НИИЯФ МГУ

Исследуется влияние интенсивности тормозного спектра г-излучения с максимальной энергией 30 МэВ на трансмутацию изотопа ¹⁶⁵ Но. Исследование было выполнено методом компьютерного моделирования. Трансмутация изотопов происходит в результате фотоядерных реакций и последующих β-распадов. Образование и разрушение каждого элемента трансмутационной цепочки происходит в реакциях (γ-n), (γ-2n) и (γ-p) или в результате β^+ , β^- – распадов. Для всех элементов трансмутационной цепочки были выбраны следующие соотношения между сечениями фотоядерных реакций [1]:

 $\sigma_{tot} = \frac{60NZ}{A}(M \Rightarrow B \times M \delta)$ — полное интегральное сечение поглощения ү-

квантов,

 $\sigma_{(\gamma,n)} \sim 0.7 \sigma_{tot}$ – относительная величина сечения (γ-n) канала,

 $\sigma_{(\gamma,2n)} \sim 0.25 \sigma_{tot}$ – относительная величина сечения (γ-2n) канала,

 $\sigma_{(\gamma,p)} \sim 0.05 \sigma_{tot}$ – относительная величина сечения (γ-р) канала.

В работе приводится численный расчет для двух интенсивностей тормозного потока γ -квантов $\Phi = 10^{17}$ фотон·с⁻¹·см⁻² и $\Phi = 10^{18}$ фотон·с⁻¹·см⁻². Время облучения составляет 30 месяцев, а полное время наблюдения – 90, включая время облучения. Основное влияние на формирование трансмутационной цепочки оказывает изотоп ¹⁶⁴*Ho*, распадающийся по β^+ , в⁻ каналам со сравнимой интенсивностью. При потоке γ -квантов $\Phi = 10^{17}$ происходит образование сравнимого количества ядер изотопов с Z=66 и Z=68. При $\Phi = 10^{18}$ тенденция формирования трансмутационной цепочки существенно отличается от случая $\Phi = 10^{17}$. Образуется большое количество изотопов с Z=66. Высокая интенсивность потока γ -квантов приводит к тому, что в процесс трансмутации вовлекаются элементы с Z=65 и Z=64.

Приведенные расчеты показывают, что наиболее легкие стабильные изотопы элементов образуются преимущественно в результате (γ-*x*n) реакций. Этот процесс является аналогом основного процесса образования химических элементов тяжелее железа в ядерных реакциях в звездах под действием нейтронных потоков.

- 1. A.V.Varlamov, V.V.Varlamov, D.S.Rudenco, M.E.Stepanov // Atlas of Giant Dipole Resonance. IAEA Nuclear Data Section. Austria, Vienna, 1999.
- 2. Б.С.Ишханов, С.И.Павлов // Вест. Моск. Ун-та. Физ. Астрон. 2002. №1. С.21.

ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ТРАЕКТОРИИ ТРАНСМУТАЦИИ ИЗОТОПОВ Хе В ИНТЕНСИВНОМ ПУЧКЕ ТОРМОЗНЫХ γ-КВАНТОВ

Б.С. Ишханов, И.А. Лютиков, С.И. Павлов Московский Государственный Университет им. М.В. Ломоносова, Физический факультет, НИИЯФ МГУ

Исследуются формирования траектории трансмутации изотопов ^{124,126,128–132,134,136} Хе в потоке тормозных γ-квантов с энергией 30 МэВ. При воздействии высоко интенсивных потоков тормозных γ-квантов на изотопы, в трансмутациионных цепочках образуется большое количество короткоживущих изотопов. В результате возникают сложность количественной оценки процесса. Для этого вводится понятие **траектории трансмутации**.

Траектория трансмутации представляет собой эволюцию плотностей распределений массового числа A_c и заряда ядра Z_c в процессе трансмутации во времени. A_c и Z_c определяются как средневзвешенные по количеству ядер значения A и Z.

$$A_{\rho} = \frac{\sum A \times N(A,Z,t)}{\sum N(A,Z,t)}, \qquad Z_{\rho} = \frac{\sum Z \times N(A,Z,t)}{\sum N(A,Z,t)},$$

где N(A, Z, t) – количество изотопа (A, Z) в момент времени t.

У самого легкого изотопа ¹²⁴Хе, который облучался потоком тормозных үквантов с интенсивностью $\Phi = 10^{17} \phi$ отон·с⁻¹·см⁻² в течении 30 месяцев, изменение плотностей распределения составило $A_c(0)=124$, $A_c(30)=123.72$ и $Z_c(0)=54$, $Z_c(30)=53.58$. У самого тяжелого изотопа ¹³⁶Хе при аналогичных условиях облучения эти изменения составили $A_c(0)=136$, $A_c(30)=135.68$ и $Z_c(0)=54$, $Z_c(30)=54.18$.

- 1. С.С.Бородина, Б.С.Ишханов, В.И.Мокеев // Вест. Моск. Ун-та. Физ. Астрон. 1997. № 2, С.6.
- 2. A.V.Varlamov, V.V.Varlamov, D.S.Rudenco, M.E.Stepanov // Atlas of Giant Dipole Resonance. IAEA Nuclear Data Section. Austria, Vienna. 1999.

POSSIBLE WAYS FOR TRIGGERING OF THE ^{179m2}Hf ISOMER

S.A. Karamian¹, J.J. Carroll², L.A. Rivlin³, A.A. Zadernovsky³ and F.J. Agee⁴ ¹ Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia ² Department of Physics and astronomy, Youngstown State University, Youngstown, Ohio,

> USA ³ MIREA Technical University, Moscow, Russia ⁴ Air Force Office of Scientific Research, Arlington, USA

The idea to observe the induced decay of a nuclear level has been known in the literature for more than 50 years, and the application of such a process to the creation of the gamma-ray laser has also been proposed. In photon-induced nuclear reactions using bremsstrahlung sources, the population and induced depopulation of nuclear isomeric states were conclusively observed. This process influences some isotope abundances resulted past nucleosynthesis at stellar conditions. Another branch of applications relies on the creation of pulsed γ -ray sources and, in the extreme, of a γ -ray laser. Most experiments along this line have been performed on the long-lived ^{180m}Ta and ^{178m2}Hf isomers and these remain of considerable importance. Realistic approaches to triggering of the ^{179m2}Hf isomer are discussed. The nuclear level scheme of ¹⁷⁹Hf suggests three promising ways for triggering, but two of them are seemingly closed, by the high multipolarities of the required electromagnetic transitions. New possibilities are proposed, how to overcome known restrictions.

Within a mechanism of atomic-nuclear resonance, or NEET, the isomer triggering yield is restricted mostly by 3 different reasons:

1. A frequency de-tuning between nuclear and atomic transitions;

2. The mismatch of widths of nuclear and atomic states; and

3. A strong retardation of nuclear transitions because of high multipolarity and K-hindrance.

In an atom that is deeply ionized to high-charge states, the appropriate transitions can be found for NEET in some nuclei, and the de-tuning problem is solved because of the charge-dependent position of the atomic levels. The probability of nuclear conversion of the atomic transition is normally reduced by a few orders-of-magnitude due to the widths mismatch. But at some cases, for instance in ^{179m2}Hf triggering, the nuclear conversion is not suppressed, but dominates because of the reversed width ratio. The third reason is most fundamental, and there is a possibility to decrease the retardation factors or even cancel them in a model of the atomic-nuclear compound states. The strength of manifestation of such states depends on the amplitude of the atomic-nuclear coupling that results from the hybridization of the wave functions.

New experiments on isomer triggering in plasma surroundings using modern electron cyclotron resonance ion trap, ECRIT, are proposed. Many important parameters are as yet unknown and they can be estimated only after these, new type experiments, in which high rates of triggering are possible. The experiments can be productive not only as a test of technical parameters of the ECRIT array, but also for the estimation of some fundamental physical values, like the amplitude of atomic-nuclear hybridization.

The approaches to real triggering of the ^{179m2}Hf isomer are newly developed. The behavior of the ^{179m2}Hf and ^{242m}Am atomic-nuclear systems in ECRIT is treated in some quantitative details.

НОВАЯ ОЦЕНКА ЗНАЧЕНИЙ ХАРАКТЕРИСТИК РАСПАДА И ИЗЛУЧЕНИЙ ²³⁸Pu

В.П. Чечев

Радиевый институт им. В.Г.Хлопина

Высококачественные и критически оцененные данные о распаде урановых и трансурановых изотопов, необходимые для различных применений, были опубликованы в отчете МАГАТЭ более 17 лет назад [1]. Аналогичные данные в 1988 году были представлены также в отечественном справочнике [2]. С тех пор выполнены многие новые измерения, и качество их существенно улучшилось. Следовательно, необходимы новые оценки.

В соответствии с программой работ неформальной международной кооперации «Decay Data Evaluation Project» автором выполнена оценка значений характеристик распада и излучений ²³⁸Ри по состоянию информации на 2004 г. Полные результаты оценки будут представлены в интернете на сайте http://www.bnm.fr/bnm-lnhb/NuclData.htm.

	Энергия,	Вероятность эмиссии	Фактор за-
	кэВ	×100	прета
$\alpha_{0,0}$	5499,03(20)	71,04(6)	1,000
$\alpha_{0,1}$	5456,26(20)	28,85(6)	1,394(4)
$\alpha_{0,2}$	5358,09(20)	0,105(3)	101(3)
$\alpha_{0,3}$	5207,94(20)	0,00297(4)	432(6)
$\alpha_{0,4}$	5010,36(21)	$6,85(23) \cdot 10^{-6}$	$1,00(3) 10^4$
$\alpha_{0.5}$	4725,98(21)	$8,21(16)\ 10^{-6}$	89,04(20)
$\alpha_{0,6}$	4702,79(21)	$1,0(4) \ 10^{-4}$	5,0(20)
$\alpha_{0,7}$	4664,03(21)	7,4(22) 10^{-8}	$3,47(10)$ 10^3
$\alpha_{0,8}$	4661,67(23)	$8,2(17)\ 10^{-6}$	30,1(4)
$\alpha_{0,9}$	4587,89(21)	$1,30(5) \ 10^{-6}$	53(21)
$\alpha_{0,10}$	4567,14(25)	$1,7(4) \ 10^{-7}$	28(7)
$\alpha_{0,11}$	4526,24(21)	$1,52(16) 10^{-7}$	152,9(11)
$\alpha_{0,12}$	4492,6(3)	$\sim 2,0 \ 10^{-7}$	64(4)
$\alpha_{0,13}$	4472,09(21)	$1,17(7) \ 10^{-6}$	7,5(5)
$\alpha_{0,14}$	4432,00(25)	$\sim 1,2 \ 10^{-6}$	3,5(3)

Таблица. Оценённые значения характеристик альфа - излучения ²³⁸Ри

1. A.Lorenz // IAEA Technical Reports Series No 261. Vienna: IAEA, 1986.

2. В.П.Чечев и др. // Оцененные значения ядерно-физических характеристик трансурановых радионуклидов. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1988.

ПОЛЯРИЗУЕМОСТЬ ДЕЙТРОНА В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ ЯДЕР

Л.А. Боровская, В.П. Вербицкий, К.О. Теренецкий Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Упругое рассеяние дейтронов и других слабосвязанных частиц в подбарьерной области энергий является одним из наиболее перспективных методов изучения структуры и динамических свойств этих частиц, что является важным, как для задач традиционной ядерной физики так и для современной астрофизики [1]. Так как внешнее возмущающее поле (электрическое) хорошо известно, то изучение динамических эффектов (электрической поляризуемости, электрической диссоциации и др.) при упругом рассеянии существенно упрощается.

В данной работе предлагается неадиабатический подход к определению поляризуемости дейтрона при его упругом подбарьерном рассеянии кулоновским полем тяжелых ядер. В рамках этого подхода получено выражение для амплитуды рассеяния, основой которого есть двухчастичная функция Грина. Показано, что поправки на неадиабатичность движения налетающей частицы в поле ядра-мишени приводят к возникновению дополнительной (по сравнению с адиабатической) энергетической зависимости амплитуды рассеяния, а следовательно и поляризационного потенциала. Рассчитан энергетический множитель потенциала.

Формализм теории можно легко обобщить на случай произвольных двухкластерных систем, которые состоят из заряженного и нейтрального кластеров.

1. G.Baur, K.Hencken and D.Trautmann // Progr. Part. and Nucl. Phys. 2003. V.51 (Issue 2). P.487.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ПОТЕНЦИАЛА ДЛЯ РАССЕЯНИЯ ИОНОВ ⁶Не ЯДРАМИ ²⁰⁸РЬ И ²⁰⁹Ві ВБЛИЗИ КУЛОНОВСКОГО БАРЬЕРА

В.П. Вербицький, К.О. Теренецький Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

В предыдущих работах [1, 2] нами исследовалось упругое рассеяние легких нейтроноизбыточных ядер ядер в кулоновском поле тяжелых ядер мишеней. Для этого была разработана теория, которая в адиабатическом приближении позволила единым образом рассматривать упругое рассеяние, поляризуемость и электрический развал указаных выше частиц в подбарьерной области энергий. Дальнейшие исследования [3] показали возможность существенного влияния эффектов неадиабатичности движения частиц на характер их взаимодействия особенно в окрестности кулоновських точек поворота. Получено неадиабатическиеі поправки к амплитудам упругого разссеяния. Показано. что влияние неадиабатичности приводит к возникновению энергетической зависимости потенциалов динамической поляризуемости (электрических оптических потенциалов _ ЭОП), способ расчета которых в адиабатическом приближенииі был предложен нами ранее.

В работе с использованием энергетической зависимости ЭОП и фиксированых глобальных ядерных потенциалов для рассеяния ионов ⁶Li соответствующими ядрами мишени нами рассчитаны сечения упругого рассеяния ионов ⁶Не ядрами свинца и висмута при различных энергиях в окрестности кулоновского барьера. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными.

Показано, что учет только энергетической зависимости ЭОП позволяет описать дифференциальные сечения упругого рассеяния без вариации каких либо других параметров.

- 1. В.П.Вербицкий, К.О.Теренецкий // УФЖ. 1990. Т.35. № 4. С. 515.
- 2. В.П.Вербицкий, К.О.Теренецкий // Ядерная физика. 1992. Т.55, Вып.2. С.362.
- 3. Л.А.Боровская, В.П.Вербицкий, К.О.Теренецкий Поряризуемость дейтрона в электрическом поле ядер // (См. настоящий сборник).

ОСОБЕННОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАСС В ГАЛО-СОСТОЯНИЯХ ИЗОТОПОВ БЕРИЛЛИЯ

А.И. Стешенко

Институт теоретической физики им. Н.Н.Боголюбова Национальной Академии Наук Украины, Киев, Украина

Как известно, свойства гало ядер интенсивно изучаются с тех пор, как они были открыты [1] группой японских физиков из института физических и химических исследований (RIKEN) в 1985 году. К настоящему времени накоплен обширный экспериментальный и теоретический материал, посвящённый этим ядрам. Наиболее интригующими здесь представляются данные о распределении ядерной материи в гало ядрах 1-го рода, где валентный нейтрон способен образовать некий "шлейф", который может простираться на несколько десятков ферми.

В настоящей работе предпринята попытка рассмотреть особенности в распределении масс некоторых нейтроноизбыточных изотопов бериллия в рамках микроскопической модели с использованием базиса "поляризованных" орбиталей [2]. Формально мы имеем стандартную многочастичную задачу на связанные состояния, которую, учитывая современные возможности компьютерных технологий, удобно решать приближённо с помощью вариационного принципа Ритца. При этом гибкость полной волновой функции ядра $\Psi(1,2,...,A)$ обеспечивается надлежащим выбором вариационных параметров (a_i,b_i,c_i) для одночастичных орбиталей $\psi_{\mathbf{n}_i}(\mathbf{r}_j;a_i,b_i,c_i)$, где оптимальные значения (a_i,b_i,c_i) , как и оптимальная конфигурация (её составляет набор квантовых чисел { \mathbf{n}_i } для одночастичных орбиталей) находятся в результате минимизации функционала полной энергии ядра.

Проведенные численные расчёты указывают на наличие в основном $\frac{1}{2}^+$ -состоянии ядра ¹¹Ве и нижайшем возбужденном $\frac{1}{2}^+$ -состоянии ядра ⁹Ве необычных гало-подобных структур, которые сформировались из ядерной материи валентного нейтрона, прежде всего, благодаря действию принципа Паули.

1. I.Tanihata, H.Hamagaki, O.Hashimoto et al. // Phys.Rev.Lett. 1985. V.55. P.2676.

2. А.И. Стешенко // Я.Ф. 2002. Т.65. № 3. С.413.

ВОЗБУЖДЕННЫЕ СОСТОЯНИЯ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ИЗОТОПОВ ВОДОРОДА ^{5,6}Н

Д.В. Алешкин, М.Н. Бер, Ю.Б. Гуров, С.В. Лапушкин, А.В. Панин, Н.О. Порошин, В.А. Печкуров, В.Г. Сандуковский, М.В. Телькушев, Б.А. Чернышев, Т.Д. Щуренкова

Московский инженерно-физический институт (государственный университет)

Спектры возбужденных состояний сверхтяжелых изотопов водорода 5,6 Н исследовались на основе экспериментальных данных, полученных с рекордной статистической обеспеченностью в реакциях поглощения остановившихся π -мезонов легкими ядрами. Эксперимент был выполнен на высокоинтенсивном пучке низкоэнергичных пионов (LEP) Лос Аламосской мезонной фабрики (LAMPF). Основой эксперимента служил созданный в МИФИ многоплечевой полупроводниковый спектрометр заряженных частиц [1].

В двух каналах реакции ⁹Ве(π ,*pt*)X и ⁹Ве(π ,*dd*)X обнаружены пики в спектрах недостающих масс, обусловленные резонансными состояниями ⁵Н. Возбужденные состояния имеют следующие параметры: $E_{1r} = 10.6\pm0.3$ МэВ, $\Gamma_{1r} = 6.8\pm0.5$ МэВ; $E_{2r} = 18.5\pm0.4$ МэВ, $\Gamma_{2r} = 4.8\pm1.3$ МэВ и $E_{3r} = 26.7\pm0.4$ МэВ, $\Gamma_{3r} = 3.6\pm1.3$ МэВ, где E_r - резонансная энергия относительно развала на тритон и два нейтрона, Γ - ширина на половине высоты наблюдаемого пика.

В двух каналах реакции ⁹Ве(π ,*pd*)X и ¹¹В(π ,*p*⁴Не)X обнаружена структура в спектрах недостающих масс, обусловленная резонансными состояниями ⁶Н. Возбужденные состояния имеют следующие параметры: $E_{1r} = 10.7\pm0.7$ МэВ, $\Gamma_{1r} = 4\pm2$ МэВ, $E_{2r} = 15.3\pm0.7$ МэВ, $\Gamma_{2r} = 3\pm2$ МэВ и $E_{3r} = 21.3\pm0.4$ МэВ, $\Gamma_{3r} = 3.5\pm1.0$ МэВ.

Резонансные энергии наблюдаемых возбужденных состояний превышают порог развала изотопов на свободные нуклонов. Возбуждения этих систем оказываются достаточно высокими и достигают величины ~ 18 МэВ (или 3.6 МэВ/нуклон). Ранее столь же высокие возбуждения были обнаружены только на изотопах гелия и лития в работе [2]. Некоторые из этих состояний возможно являются изобар-аналогами сверхтяжелых изотопов водорода.

Возможный механизм образования наблюдаемых нами состояний может быть связан с возникновением резонанса в системах p(d) и ⁴n. Следует, однако, отметить, что до настоящего времени тетранейтрон ⁴n не был обнаружен.

1. M.G.Gornov et. al. // NIM in Phys.Res. A. 2000. V.446. P.461.

2. R.Franke et al. // Nucl.Phys. A. 1985. V.433. P.351.

РАЗВАЛ ДЕЙТРОНОВ И ЯДЕР ⁶НЕ В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

К.О. Теренецкий

Institute for Nuclear Research, Ukr.Ac.Sci., Kiev, Ukraine

В настоящей работе представлены выполненные впервые (по сведениям автора) кинематически полные расчеты по методу искаженных волн [1,2,3] тройных дифференциальных сечений развала дейтрона с энергией 8 МэВ и ⁶Не (в предположении о ⁴He+²n структуре основного состояния ядра ⁶He) с энергией 16 МэВ в поле бесконечно тяжелого точечного ядра с Z = 82.

Разработан метод анализа результатов расчета информации, полученной в пятимерном пространстве.

Проведенный анализ расчетов выявил следующие нетривиальные закономерности зависимостей сечений развала от физических параметров задачи:

1. Кинетическая энергия нейтронов (${}^{2}n$), вылетающих при развале с максимальной вероятностью для обеих систем, заметно превышает предсказываемую квазиклассической теорией [4].

2. Угловое распределение нейтронов (${}^{2}n$) всегда максимально в направлении, близком к направлению пучка дейтронов (6 He), но с увеличением угла вылета протонов (4 He) в угловом распределении нейтронов (${}^{2}n$) проявляется второй максимум, о существовании которого до сих пор не сообщалось.

Анализ указанных особенностей сечений продуктов развала, основанный на простых полуклассических соображениях, позволяет качественно объяснить обе вышеупомянутые особенности просто как следствие максимальной вероятности развала дейтрона (⁶He) на расстояниях от центра рассеивающего заряда заметно превышающих, а не практически совпадающих, как принято полагать, с расстоянием наибольшего сближения.

- 1. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц // ЖЭТФ. 1948. Т.18. С.750.
- 2. G.Baur, D.Trautmann // Physics Reports. 1976. V.25C. P.293.
- G.Baur, K.Hencken, D.Trautmann.// Progress in Particle and Nuclear Physics. 2003. V.51. P.487.
- 4. Е.М.Лифшиц // ЖЭТФ. 1938. Т.18. С.930.

LIGHT FRAGMENT KNOCK OUT FROM ⁶Li AND ⁷Li BY INTERMEDIATE ENERGY PIONS

B.M. Abramov, Yu.A. Borodin, S.A. Bulychjov, I.A. Dukhovskoy,
A.I. Khanov, A.P. Krutenkova, V.V. Kulikov, M.A. Martemianov,
M.A. Matsyuk, V.E. Tarasov and E.N. Turdakina
Institute for Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Russia

For the first time the quasielastic deuteron and triton knock out has been studied on pion beam in full kinematics on ⁶Li and ⁷Li. The experiment was performed at the ITEP Proton Synchrotron with the 3-m magnet spectrometer at an incident π - momenta of 0.72, 0.88 and 1.28 GeV/c. Momentum and angles of forward going deuteron/triton as well as of beam and backward scattered pions were measured. The momentum distributions of the internal motion of the quasideuteron/quasitriton clusters, the excitation energy spectra and the effective numbers (for quasideuterons) in ⁶Li and ⁷Li were obtained. The data were analyzed in a plain wave impulse approximation. The cluster internal motion was parameterized by Gauss distribution $\exp(-p^2/\kappa^2)$. The effective numbers of quasideuterons were obtained using the known cross section of the backward pion-deuteron elastic scattering on free deuteron. Parameters of quasideuteron internal motion in ⁶Li and ⁷Li are in a reasonable agreement with the measurements made at proton and electron beams and with cluster model theoretical calculations. The effective numbers of quasideuterons are also in agreement with existing data for ⁶Li. For ⁷Li there is some difference with the results of the only one existing experiment on proton beam that can be connected with different reaction mechanisms on proton and pion beams. As for quasielastic triton knock out in full kinematics it has been observed for the first time on pion beam. Triton internal momentum has been estimated. The data show larger triton yield from ⁷Li target than from ⁶Li pointing out at large $\alpha - t$ component in ⁷Li. Excitation energy distributions are compared with calculations in simple models of quasielastic scattering.

SEPARATION ENERGY OF Λ-HYPERON FROM HYPERTRITON AND ANGULAR DISTRIBUTIONS IN ³_ΛHp-SCATTERING

V.K. Tartakovsky, A.V. Fursayev, O.I. Ivanova Taras Shevchenko National University, Kiev, Ukraine

The differential cross-sections (CS) of diffraction ${}^{3}_{\Lambda}$ Hp -scattering $\sigma_{0}(\vartheta)$

are calculated. The incident hypernucleus ${}^{3}_{\Lambda}$ H is represented as both 2-cluster $(\Lambda + d)$ and 3-cluster $(\Lambda + n + p)$ objects. The relative motions of Λ -hyperon and deuteron as well as nucleons in the deuteron are described by Gaussian wave functions. Connection of first function parameter with separation energy ε_0 of Λ -hyperon is established by equalizing rms radii found with Gaussian and Hulthen's wave functions. Baryon-nucleon profile functions have also Gaussian form. The ${}^{3}_{\Lambda}$ Hp -scattering amplitude $F(q) = F_1(q) + F_2(q) + F_3(q)$, where $F_j(q)$ are the amplitudes of *j*-fold (j = 1, 2, 3) scattering of clusters by nucleus [1]. Curves 1 and 2 on the figure are calculated for hypertriton energy E=156 Mev and correspond to amplitudes $F_1(q)$ and $F_1(q) + F_2(q)$, and curves 3, 4 – to one F(q). It is obvious that amplitudes of higher folds can not be neglected.



The component q_z of momentum transfer \vec{q} collinear to incident ${}^3_{\Lambda}$ H nucleus wave vector \vec{k} is assumed $\vec{q}_z = 0$ although taking into account $\vec{q}_z \neq 0$ for large center-ofmass system scattering angles \mathscr{G} considerably decreases $\sigma_0(\mathscr{G})$. Curves 1,2,3 are build for $\varepsilon_0 = 0.13$ MeV, and curve 4 - for $\varepsilon_0 = 0.18$ MeV. The

value of CS increases monotonically with growth of \mathcal{E}_0 . The contribution of 3fold scattering increases especially fast. The noticeable sensitivity CS to value of \mathcal{E}_0 can be used for more precise definition of its value. For given *E*, *q* the value of CS is almost one order magnitude less than CS calculated with Hulthen's wave functions.

 V.K.Tartakovsky et al.. // Book of Abstracts of the 53 Int. Meeting on Nuclear Spectroscopy and Nuclear Structure "NUCLEUS-2003". Moscow. 2003 / St.Petersburg. 2003. P. 113.

О ДИФРАКЦИОННОМ РАССЕЯНИИ ДВУХКЛАСТЕРНЫХ ЯДЕР НА ПРОТОНАХ С УЧЕТОМ КУЛОНОВСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

В.К. Тартаковский, О.И. Иванова Киевский национальный университет имени Тараса Шевченко, Украина

При изучении дифракционного упругого рассеяния ядер на ядрах с учетом кулоновского взаимодействия в той части амплитуды, которая связана с многократным рассеянием, возникают логарифмические расходимости. Однако в приближении Глаубера [1], когда размеры падающего ядра значительно превосходят размеры ядра-мишени, амплитуду рассеяния можно представить в таком виде, что указанные расходимости будут отсутствовать. (Заметим, что приближение Глаубера было сформулировано на несколько лет раньше появления известной общей дифракционной теории Глаубера – Ситенко). В частности, в случае рассеяния двухкластерных ядер, таких, например, как дейтрон или ядро ⁶Li на протонах, условие Глаубера будет выполняться, и полная амплитуда рассеяния может быть записана в виде [2]

$$F_{G}^{Z}(\vec{q}) = F_{0}^{Z}(\vec{q}) + \frac{ik}{k_{1}k_{2}} f_{1}^{Z}(\beta_{1}\vec{q}) f_{2}^{Z}(\beta_{2}\vec{q}) \left\langle \frac{1}{r^{2}} \right\rangle.$$

Здесь $F_{0}^{z}(\vec{q})$ - амплитуда в импульсном приближении, \vec{q} - переданный импульс, $f_{j}^{z}(\beta_{j}\vec{q})$ - амплитуда рассеяния j- го кластера с массой $M_{j}(j=1,2)$, $\beta_{j} = \frac{M_{j}}{M_{1} + M_{2}}$, k_{j} и k- величины импульсов j- го кластера и всего па-

дающего ядра, $\left\langle \frac{1}{r^2} \right\rangle = \int d\vec{r} \, r^{-2} \varphi_0^2(r)$, где $\varphi_0(r)$ - волновая функция отно-

сительного движения кластеров. В рассчитанных сечениях с учетом кулоновского взаимодействия не только появляется обычная резерфордовская расходимость при $q \rightarrow 0$, но и заполняются дифракционные минимумы, заметны сдвиги вторичных максимумов и увеличения в них сечений.

- 1. R.Glauber // Phys.Rev. 1955. V.100. P.242.
- 2. М.В.Евланов, А.М.Соколов, В.К.Тартаковский // Ядер. физ. 1996. Т.59. № 4. С.679.

PHYSICAL EFFECTS IN PROCESSES OF 2-CLUSTER NUCLEUS DIFFRACTION BREAKUP

G.T. Ashniazova¹, E.I. Ismatov¹, V.K. Tartakovsky², A.V. Fursayev² ¹K.Jubanov State University, Aktubinsk, Kazakhstan ²Taras Shevchenko National University, Kiev, Ukraine

The strong influence of diffuseness degree of target nucleus surface on diffraction breakup integrated cross-section of incident fast deuterons σ_d is predicted for the first time in [1]. There is also shown that with increase of diffuseness parameter inside the limits of $0 \le \Delta \le R$, where R is a deuteron radius, σ_d de-



creases almost by order of magnitude. Later such a Δ -dependence of σ_d is confirmed by experiment [2,3] and obtained a title [3,4] of Nemets, Sitenko, Tartakovsky effect (NST effect).

The cross-sections σ_d are calculated for arbitrary loosely bound 2cluster nuclei colliding with different target nuclei. The confirmation of NST effect is obtained for general case. The general quantitative dependencies σ_d on incident nucleus cluster masses and internal structure parameters, on parameter Δ and target nucleus mass number

are found (see figure). Measurements of σ_d can provide an additional information on nucleon distribution density in boundary layer of target nuclei and on some properties of 2-cluster (including exotic ones) projectile nuclei.

- 1. A.G.Sitenko, V.K.Tartakovsky // Ukr. Fiz. Zh.. 1961. V.6. No1. P.12 (in Ukrainian).
- 2. O.F.Nemets et al. // Congr. Int. Phys. Nucl., Paris. 1964. V.2. P.961.
- 3. C.L.Fink et al. // Phys. Rev. 1969. V.185. No4. P.1568.
- 4. M.V.Evlanov, A.M.Sokolov // Coll. science proc. "Hadron nucleus diffraction interaction" / Kiev: Nauk. Dumka, 1987. P.141 (in Russian).

АЛ-ПОТЕНЦИАЛ ИЗ АНАЛИЗА ЭНЕРГИЙ СВЯЗИ ГИПЕРЯДЕР И Ар-РАССЕЯНИЯ

Н.Н. Колесников, С.А. Калачев, В.И. Тарасов Московский Государственный университет

Гиперядерные эксперименты дают основание считать ΛN -потенциал $V_{\Lambda N}$ центральным. Детальный анализ экспериментальных данных по энергии связи гиперядер с учетом их спинов, а также энергетической и спиновой зависимости сечений Λp -рассеяния приводит к заключению, что ΛN -потенциал спиново и зарядово зависимый, короткодействующий и знако-переменный, а в $_{\Lambda}^{5}$ Не и более тяжелых гиперядрах ΛN -взаимодействие становится более слабым. С учетом этого ΛN -потенциал представляется в виде:

$$V_{\Lambda N} = \alpha V^{\mathcal{C}}(r)(1 + \lambda T_3) + V^{\sigma}(r)(\sigma_{\Lambda} \sigma_{N})$$
(1)

где T_3 - проекция изоспина, $V^{c,\sigma}(r) = V_r^{c,\sigma} e^{-\mu_r r^2} + V_a^{c,\sigma} e^{-\mu_a r^2}$.

При выборе числовых значений параметров $V_r^c=517$ МэВ, $V_a^c=-297$ МэВ, $V_r^{\sigma}=-500$ МэВ, $V_a^{\sigma}=152$ МэВ, $\mu_r=6.0$ фм⁻², $\mu_a=2.5$ фм⁻², $\lambda=0.054$, $\alpha=0.854$ потенциал (1) обеспечивает описание в пределах экспериментальных ошибок как энергетической и угловой зависимости Λp -рассеяния, так и энергий связи B_{Λ} всех гиперядер, что иллюстрируется в таблице для области $A \leq 5$.

Сис- тема	² H	$^{3}_{\Lambda}H$	³ H	$^{4}_{\Lambda}{ m H}$	${}^4_{\Lambda} H^*$	³ He	$^{4}_{\Lambda}$ He	${}^{4}_{\Lambda}\mathrm{He}^{*}$	⁴ He	$^{5}_{\Lambda}$ He
BÝ	2.224		8.48			7.719			28.29	
$B^{\dot{O}}$	2.226	—	8.46			7.77	—	—	29.51	—
$B^{\acute{Y}}_{\Lambda}$		0.13(5)		2.04(11)	1.00(12)		2.39(3)	1.21(5)		3.12(2)
$B^{\dot{O}}_{\Lambda}$		0.15(2)		1.99(2)	0.93(2)		2.37(2)	1.23(2)		3.10(6)
R_p	1.98	3.21	1.66	1.72	1.81	1.69	1.71	1.79	1.47	1.51
R_n	1.98	3.23	1.66	1.74	1.83	1.66	1.71	1.79	1.47	1.51
R_{Λ}		4.53		2.13	2.46		2.03	2.30		1.77
R_{pn}	3.96	3.55	2.88	2.62	2.67	2.91	2.61	2.66	2.40	2.30
R _{nn}			2.88	2.63	2.68				2.41	2.30
R_{pp}			—			2.931	2.62	2.68	2.39	2.31
$R_{n\Lambda}$		7.43		3.34	3.76		3.22	3.57		2.69
$R_{p\Lambda}$		7.44		3.32	3.75		3.21	3.56		2.69
R_{ch}	2.095		1.65(6)			1.67(6)			1.50(4)	

Таблица 1: Энергии связи гиперядер и ядер и среднеквадратичные расстояния

Расчеты ${}^{3}_{\Lambda}$ H, ${}^{4}_{\Lambda}$ H, ${}^{4}_{\Lambda}$ H^{*}, ${}^{4}_{\Lambda}$ He, ${}^{4}_{\Lambda}$ He^{*} и ${}^{5}_{\Lambda}$ He, а также соответствующих ядер-остовов ²H, ³H, ³He и ⁴He производились вариационным методом как систем трех, четырех или пяти частиц. Высокая точность расчетов (одна или две единицы в последней из приводимых цифр) обеспечивалась за счет нахождения не только верхней, но и нижней оценок энергии. В расчетах использовался полуреалистический *NN*-потенциал работы [1], обеспечивающий хорошее описание энергий ядер ²H, ³H, ³He и ⁴He (см. табл. 1), а также электрических формфакторов. В той же таблице 1 приведены результаты расчетов среднеквадратичных расстояний *p*, *n* и Λ от центра масс, соответственно *R_p*, *R_n* и *R_Λ*, а также среднеквадратичные расстояния между частицами *R_{np}*, *R_{nn}*, *R_{pp}*, *R_{Λp}*, *R_{Λn}*. Для ядер-остовов указаны экспериментальные среднеквадратичных расстояние раниси. *R* = $\sqrt{(r^2)}$

ментальные среднеквадратичные зарядовые радиусы $R_{ch} \equiv \sqrt{\langle r^2 \rangle_{ch}}$. Потенциалу (1) соответствует (для A>4) объемный интеграл Ω =205

МэВ· ϕ м³ и среднеквадратичный радиус 1 ϕ м, что обеспечивает в рамках двухтельной модели Λ +остов правильное описание энергий связи гиперядер с $A \ge 5$.

1. Н.Н.Колесников, В.И.Тарасов // ЯФ. 1982. Т.35. С.609.

КАРКАСНЫЕ ФУНКЦИИ В ВАРИАЦИОННЫХ РАСЧЕТАХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ СИСТЕМ

А.Г. Дончев, С.А. Калачев, Н.Н. Колесников, В.И. Тарасов Московский Государственный университет

Основной проблемой в вариационных расчетах кулоновских полицентровых систем является моделирование локализации волновой функции вблизи некоторого положения тяжелых частиц. Для преодоления этой трудности предлагаются каркасные пробные функции, обобщающие в расчетах систем с нулевым орбитальным моментом функции экспоненциального и гауссовского базиса [1]:

$$\varphi^a = \exp\left(-\sum_{i>j=1}^A \alpha^a_{ij} R_{ij} + \beta^a_{ij} R^2_{ij}\right),\tag{1}$$

где R_{ij} — расстояние между частицами *i* и *j*, α и β — вариационные параметры.

В случае трехчастичных кулоновских систем с двумя центрами (частицы 1 и 2) эффективной оказывается "каркасно-экспоненциальная" разновидность базиса:

$$\varphi^{a} = \exp\left(-\beta_{12}^{a}(R_{12} - R_{12}^{a})^{2} - \alpha_{23}^{a}R_{23} - \alpha_{31}^{a}R_{31}\right).$$
⁽²⁾

Однако, для систем большего числа частиц предпочтительнее выбор "каркасно-гауссовского" варианта:

$$\varphi^{a} = \exp\left(-\beta_{12}^{a}(R_{12} - R_{12}^{a})^{2} - \sum_{\{ij\}\neq\{12\}}\alpha_{ij}^{a}R_{ij}^{2}\right).$$
(3)

который применим для расчета систем произвольного числа частиц.

В качестве примера приведем рассчитанные при использовании 50 каркасно-экспоненциальных функций значения энергии трехчастичных систем: $E(ppe) = -0.597139\ 063\ 059$ ае и $E(\mu\mu e) = -0.585126\ 095\ 200$ ае. Кроме того, проводились расчеты четырехчастичных систем — молекулы водорода и иона гидрида гелия — при использовании 200 каркасно-гауссовских функций: $E(ppe^-e^-) = -1.16401$ ае, $E(^4\text{HeH}^+) =$ -2.9709 ае. Сравнение с расчетами на основе традиционных базисов показывает, что использование каркасных функций позволяет на порядок и более сократить число членов в разложении при той же точности.

ВЕРХНИЕ И НИЖНИЕ ВАРИАЦИОННЫЕ ОЦЕНКИ В РАСЧЕТАХ МАЛОЧАСТИЧНЫХ КУЛОНОВСКИХ И ЯДЕРНЫХ СИСТЕМ

А.Г. Дончев, С.А. Калачев, Н.Н. Колесников, В.И. Тарасов Московский Государственный университет

Расчет верхней (E_U) и нижней (E_L) оценок энергий E при различном числе базисных функций n позволяет не только получить границы для энергии, но и уточнить результат, экстраполируя к случаю $n \rightarrow \infty$. Все формулы для матричных элеметов гамильтониана и его квадрата, через который выражаются E_U и E_L были получены в [1] для гауссовских пробных функций и в [2] для экспоненциальных функций.

При расчете трехчастичных кулоновских систем использовались экспоненциальные функции, а при расчете четырехчастичных кулоновских и всех ядерных систем — гауссовские функции. Так при расчете атома [∞]Не при *n*=300 было найдено $E_U = -2,9037243770322$ а.е., $E_L = -2,903724380$, что позволило с помощью экстраполяции получить E_{∞} =-2,90372437719 а.е. Для иона Н⁻ при *n*=100 было найдено $E_U = -0,527445880971$, а $E_L = -0,527446533$ а.е. $(m_p/m_e=$ 1836,1527); для системы $e^+e^-e^-$ при *n*=50, было получено $E_U = -0,2620050686$, E_L = -0,2620057 а.е.; для системы $pp\mu^-$ при *n*=50: $E_U = -0,494386790$ и $E_L = -0,4993911$ мезоатомных единиц.

С потенциалом Али-Бодмера без учета кулоновского взаимодействия для системы аа было найдено при n=7 $E_U = -1,350$ МэВ, $E_L = -1,354$ МэВ (проверка с пошаговым интегрированием дала $E_0 = -1,3500$); для системы За при n=70 было получено $E_U = -5,1233$ МэВ, $E_L = -5,147$ МэВ, $E_{\infty} = -5,124$ МэВ; для системы 4а при n=200 было получено $E_U = -11,05$ МэВ, $E_L = -14,3$ МэВ, $E_{\infty} = -11.16$ МэВ. С тем же аа потенциалом и Аа потенциалом, согласованным с энергией связи 5, Λ Не было найдено для системы $2\alpha + \Lambda$ (9, Λ Be) при n=50 $E_U = -10,2425$ МэВ, $E_L = -10,2427$ МэВ.

Расчеты 3-х, 4-х и 5-ти-частичных гиперядерных систем с полуреалистическими NN и AN-потенциалами дали для 5, AHe при n=300; $(B_{\Lambda})_U = 2,95$ MэB $(B_{\Lambda})_L = 86,5$ MэB, $(B_{\Lambda})_{\infty} = 3,10$ МэB; для 4, AH при n=500; $(B_{\Lambda})_U = 1,99$ MэB, $(B_{\Lambda})_L = 27,1$ МэB, $(B_{\Lambda})_{\infty} = 2,02$ МэB и для 3, AH при n=150 $(B_{\Lambda})_U = 0,08$ МэB, $(B_{\Lambda})_L = 92,3$ МэB, $(B_{\Lambda})_{\infty} = 0,14$ МэB.

3. Donchev et al. // Phys. Rev. A. 2004. V.69. P.034501.

^{1.} Н.Н.Колесников, В.И.Тарасов // ЯФ. 1982. Т.35. С.609.

^{2.} А.Г.Дончев, Н.Н.Колесников, В.И.Тарасов // ЯФ. 2000. Т.63. С.419.

СТАБИЛЬНОСТЬ ТРЕХЧАСТИЧНЫХ КУЛОНОВСКИХ СИСТЕМ

А.Г. Дончев, Н.Н. Колесников, В.И. Тарасов Московский Государственный университет

В данной работе на основе аккуратных расчетов с каркасноэкспоненциальными пробными функциями (см. [1]) исследуется стабильность трехчастичных кулоновских систем вида $X^{\pm}YZ$. Стабильность таких систем зависит от двух отношений масс: $\xi_{YX}=m_Y/m_X$ и $\xi_{ZX}=m_Z/m_X$ (считаем, что $m_Y \le m_Z$). Граница стабильности определяется из условия совпадения энергий исходной системы и двухчастичной системы $X^{\pm}Z$. Решение представлено на рисунке кривой А. Как видно все системы с идентичными частицами стабильны, тогда как системы с двумя тяжелыми частицами противоположных зарядов — нестабильны. Исключение могут составлять системы с частицами сопоставимых масс, например такие экзотические системы как $p^+p^-\Sigma^{\pm}$ ($\xi_{YX}=1$, $\xi_{ZX}=1.2749$), $\mu^+\mu^-\pi^{\pm}$ ($\xi_{YZ}=1$, $\xi_{ZX}=1.3213$) и $\pi^+\pi^-\mu^{\pm}$ ($\xi_{YX}=0.7568$, $\xi_{ZX}=1$).

Аналогичные выводы справедливы и для систем $X^{+m}Y^{+m}Z^{-m}$ содержащих многозарядные частицы. Системы типа $X^{++}Y^{--}Z^{+}$ стабильны только при некоторых значениях отношений масс частиц. Соответствующая граница показана на рисунке, кривая В.



1. A.G.Donchev et al. // Phys. Rev. A. 2004. V.69. P.034501.
JUMPING UP NANOMETER - SIZED GRAINS AFTER SWIFT HEAVY - ION IRRADIATION

N.K. Kuzmenko¹, V.M. Mikhajlov²

¹ V.G.Khlopin Radium Institute, 194021, St.-Petersburg, Russia ² Institute of Physics, St.--Petersburg State University, 198904, Russia

In passing across an isolated metallic nanometer-size cluster a swift heavy ion (~1 MeV/nucleon) effects the ejection of this cluster if the cluster size *L* is less than a critical size L_{crit} ($L_{crit} \sim 10^2$ nm) for Au-clusters [1].

The model of the volume vibrations is proposed to explain the lift-off of an isolated metallic nm-sized grain. The main feature of the model is the prompt heating. For a mesoscopic system it may take place when the thermalization time of the lattice (~ 10^{-13} s) is shorter than the time of elastic perturbation propagation ($>10^{-12}$ s for Au-nanograins). This condition is realized in a metal nanograin when the swift heavy ion spends for its energy in the inelastic channel resulting in the occurrence of the hot electron ensemble in a very short time ($<10^{-14}$ s). Thus at t $< 10^{-12}$ s the Au-nanograin brings into 'compressed' unstable state: its temperature has increased by ΔT but its volume is still equal to that at the initial temperature. The model assumes that the prompt heating stimulates the volume vibrations by the elastic forces tending to bring into correspondence the cluster volume with its temperature. Then the elastic energy of a cluster can be transformed into the kinetic energy of motion if the elastic forces overcome the adhesion forces.

The model allows the cluster temperature to be estimated from the velocity of the ejected cluster. Taking into account for the experimental observations that the temperature of clusters on the collector is order of melting temperature [1,2] the model predicts that the kinetic energy ranges from ~25 eV to ~25 keV if the size of the ejected Au-clusters is varied from 5 nm to 50 nm.

Authors are grateful to I.A. Baranov and A.K. Novikov for fruitful discussions. The work is partially supported by the grant ISTC#902-98.

- 1. I.Baranov et al. // Nucl. Instr. Meth.. B. 2002. V.187. P.451; 2002. V.193. P.908 (and references therein).
- 2. I.V.Vorob'ieva et al. // Poverhnost'. 1986. V.4. P.141 [in Russian].

СТРУКТУРА ЯДРА ⁵Не В РАМКАХ ТРЕХЧАСТИЧНОЙ *t+n+p* МОДЕЛИ

М.А. Жусупов, Е.Т. Ибраева¹, О. Имамбеков, Г.С. Нурбакова, Е.М. Турсунов²

Казахский Национальный Университет им.аль-Фараби, Алматы, Казахстан ¹Институт ядерной физики, Алматы, Казахстан ²Институт ядерной физики, Ташкент, Узбекистан

В последние десятилетия в исследовании структуры легких ядер наиболее плодотворной является динамическая мультикластерная модель с Паули-проектированием [1].

В настоящей работе в рамках t+n+p модели исследуется ядро ⁵He. В структуре этого ядра особый интерес представляет уровень J^{π} , $T=3/2^+$, 1/2с энергией возбуждения $E^* = 16.76 \text{ МэВ}$, связанный с тем, что основная реакция термоядерного синтеза ${}^{3}\text{H}(d,n)^{4}\text{He}$ идет через промежуточный резонанс при E_d~70 кэВ, отвечающий данному уровню. Как было показано в работе [2], структура возбужденного состояния ядра ⁵Не представляет собой типичный трехчастичный резонанс t+n+p, находящийся вблизи t+dпорога. В отличие от ранее выполненных расчетов [2], где учитывалось только центральное NN- и tN-взаимодействие и единственная конфигурация $\lambda = l = L = 0$ основного состояния, в данной работе в качестве NN- взаимодействия используется потенциал Рейда с мягким кором [3], в качестве tNвзаимодействия (включая кулоновское) - потенциал гауссова вида с запрещенными состояниями [4]. Данные потенциалы включают спинорбитальные силы, хорошо описывают экспериментальные NN- и Nt- фазы упругого рассеяния при низких энергиях, tN-потенциал точно воспроизводит энергию основного состояния ядра ⁴He.

В таблице приведены веса P(%) учитываемых компонент основного состояния ⁵Не. Здесь λ -орбитальный момент относительного движения нуклонов, ℓ - орбитальный момент двухнуклонной пары относительно тритона, $\vec{L} = \vec{\lambda} + \vec{\ell}$ - полный орбитальный момент, *S* спин системы.

λ	l	L	S	P(%)
0	0	0	3/2	84.23
1	1	0	3/2	9.28
2	2	0	3/2	2.12
2	0	2	1/2	1.95
2	0	2	3/2	2.39

Полученные функции позволяют адекватно описать статические характеристики ядра ⁵Не.

- 1. В.И.Кукулин и др. // ЯФ.1981. Т.34. С.21.
- 2. В.В.Ворончев, В.И.Кукулин и др. // ЯФ. 1983. Т.37. С.271.
- 3. R.V.Reid // Ann.of Phys. 1968. V.50. P.411.
- 4. V.G.Neudatchin et.al. // Few Body Syst. 1995. V.18. P.159.

СПИНОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ ЧАСТИЦ МЮОННО-ФОТОННОГО ЛИВНЯ, ОБРАЗОВАННОГО НАЧАЛЬНЫМ *ү*-КВАНТОМ

И.М. Наджафов, М.Р. Раджабов, Н.И. Наджафов Бакинский Государственный Университет

Проектирование и создание мюонных детекторов во многих научных центрах для изучения реакций с µ-мезонами создают определенный научный интерес для исследования неупругих электромагнитных взаимодействий быстрых мюонов с атомами и ядрами.

При прохождении быстрых заряженных частиц (e^{-}, e^{+}, μ^{\pm}) и высокоэнергетических γ -квантов через вещество вследствие взаимодействия их с атомными ядрами могут возникать наряду с электронными ливнями и мюонно-фотонные.

В работе рассматривается развитие мюонно-фотонного ливня в кристаллах, образованного начальным высокоэнергетическим у-квантом с учетом спиральностей ливневых фотонов и мюонов.

Вычислены функции распределения циркулярно поляризованных ливневых *γ*-квантов и продольно поляризованных мюонов в кристалле кремния. Зависимость числа ливневых *γ*-квантов от начальной энергии, глубины проникновения и спиральностей мюонов и *γ*-квантов имеет вид:

$$\tilde{A}_{\xi_{i},\ell}(t, E_{0}, E) = \frac{V(s, \xi_{i}, \ell) \exp(sy - \lambda_{1}t)}{2\pi s [1/s^{2} - \lambda_{1}t]^{1/2}}$$

Здесь *s*-параметр Лапласа-Меллина, E_0 -энергия начального γ -кванта, Eтекущая энергия частиц ливня, *t*-глубина проникновения в кристалл, $V(s, \xi_i, \ell)$, λ_1 и *y* –некоторые функции, зависящие от *s*, энергий частиц, спиральностей мюонов ($\xi_i = \pm 1$) и γ -квантов ($l = \pm 1$).

Проведенные расчеты показывают, что функции распределения частиц сильно зависят от спиновых корреляций мюонов и фотонов.

RADIATIVE MUON CAPTURE ON COMPLEX NUCLEI

V.A. Kuz'min¹, T.V. Tetereva²

¹ Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia ² Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia

The spectra of photons emitted in the Radiative Muon Capture (RMC)

$$\mu^{-} + A(Z, N) \rightarrow v_{\mu} + \gamma + B(N+1, Z-1)$$

and total RMC rates have been calculated for spherical nuclei ⁵⁶Fe, ⁹⁰Zr, ⁹²Mo and ¹²⁰Sn. As in previous paper [1], the nuclear response was accounted by charge-exchange Quasi-particle Random Phase Approximation with separable nuclear residual interaction. The amplitudes of nuclear RMC were calculated in the conventional Impulse Approximation [2] and Modified Impulse Approximation (MIA) [3]. Free values of weak nucleon current couplings were used in the calculations because employing them the total ordinary muon capture rates can be reproduced reasonably well [4]. The obtained results confirm the conclusion of [1] that the continuity-equation constraints, introduced into amplitude of nuclear RMC in the MIA decrease the theoretical RMC rates almost two times. Even after this reduction the theoretical RMC rates are so high in comparison with the experimental ones [5-7] that no one can definitely estimate the induced pseudoscalar coupling. Therefore, future clarifications in the description of nuclear Radiative Muon Capture amplitude can not be avoided.

- 1. R.A.Eramzhyan, V.A.Kuz'min, and T.V.Tetereva // Nucl. Phys. A. 1998. V.642. P.428.
- 2. H.P.C.Rood and H.A.Tolhoek // Nucl. Phys. 1965. V.70. P.658.
- 3. M.Gmitro, A.A.Ovchinnikova, and T.V.Tetereva // Nucl. Phys. A. 1986. V.453. P.685.
- V.A.Kuz'min, T.V.Tetereva, K.Junker, and A.A.Ovchinnikova // J. Phys. G. 2002. V.28. P.665.
- 5. M.Dobeli, et al. // Phys. Rev. C. 1988. V.37. P.1633.
- 6. P.C.Bergbusch, et al. // Phys. Rev. C. 1999. V.59. P.2853.
- 7. D.S.Armstrong, et al. // Phys. Rev. C. 1992. V.46. P.1094.

ON RESONANCE CHARGE-EXCHANGE PROCESS $p(p, n) \Delta^{++}$

M.V. Evlanov¹, A.M. Sokolov¹, V.K. Tartakovsky^{1,2} ¹ Institute for Nuclear Research NAS of Ukraine, Kiev, Ukraine ² Bogolyubov Institute for Theoretical Physics NAS of Ukraine, Kiev, Ukraine

In diffraction approximation the formalism for description of the chargeexchange process $p+p \rightarrow n+ \Delta^{++}$ with the formation of an Δ - isobar is developed. The calculated differential cross sections of the $p(p,n)\Delta^{++}$ process depending on an impulse of an escaping neutron generally well describe the corresponding experimental data [1,2] for series of incident proton energies, while the integrated cross sections depending on an impulse of incident protons are described rather qualitatively so far. (In the latter case it is possible to improve the agreement with experiment [1,2] by variation of parameters of theory, and also by allowing for the contributions in the integrated cross sections at pp collisions of processes not considered here). It testifies that the physical pattern of investigated $p(p,n)\Delta^{++}$ process is reproduced correctly (at any rate qualitatively) by using the semi-phenomenological theory constructed in this work. The developed approach can be applied to the investigation of charge-exchange resonance processes with involvement of composite colliding nuclei at high energies, and also processes with excitation of heavier intermediate resonances. With the help of the offered approach the final results in many cases can be obtained in an explicit form, that is especially important for fast qualitative and semi-quantitative estimations.

1. G.Glass, Mahavir Jain, M.L.Evans et al. // Phys. Rev. D. 1977. V.15. P.36.

2. E.A.Strokovsky, F.A.Gareev, Yu.L.Ratis // Phys.Element.Part. and Nucl. 1993. V.24. P.603.

КООПЕРАТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ В НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ

А.Н. Алмалиев, И.В. Копытин, М.А. Долгополов Воронежский государственный университет, Россия

Медленные нейтроны являются удобным инструментом исследования деталей атомной структуры и динамики вещества. Значительный интерес здесь может представлять возможность направленного воздействия на поток нейтронов путем изменения параметров среды.

В работе теоретически исследуется процесс неупругого рассеяния медленных нейтронов на системе молекул, переведенных импульсом накачки в сверхизлучательное состояние [1]. Именно в случае неупругого рассеяния становится возможным появление кооперативных эффектов, обусловленных перестановочной симметрией. Изменение внутреннего состояния частиц среды достаточно просто описывается в том случае, когда она состоит из двухатомных молекул. Переданный молекулам среды импульс считался малым, что позволило при расчетах использовать адиабатическое приближение и учитывать изменение только колебательно-вращательных состояний молекул. Многочастичная волновая функция молекул представлялась в виде когерентной суперпозиции состояний, в каждом из которых в возбужденном состоянии может находиться любая молекула.

Получено, что сечение рассеяния растет с увеличением разности масс ядер, составляющих молекулу, и обращается в нуль для гомоядерных молекул. Показано, что учет кооперативных эффектов, обусловленных взаимодействием частиц среды с общим полем излучения, приводит к значительному изменению углового распределения рассеянных частиц, не меняя существенным образом их общей интенсивности.

1. А.В.Андреев, В.И.Емельянов, Ю.А.Ильинский Кооперативные явления в оптике. М.: Наука. 1988.

МОДЕЛЬ ВЗРЫВНОГО МЕХАНИЗМА ПРОЦЕССА СИНТЕЗА ОБОЙДЕННЫХ ЯДЕР

И.В. Копытин, Э.М. Бабишов Воронежский государственный университет, Россия

В последнее время появились основания считать, что наиболее вероятным является синтез обойденных (или p-) ядер при вспышках сверхновых [1,2]. Как было показано в [2], основной вклад в процесс образования обойденных ядер вносит реакция (γ , n) при взрывном горении кислородных слоев. В предложенной модели [2] выход p-ядер существенно зависит от начальных массовых долей зародышевых ядер s-процесса и от их общей массы, выброшенной в межзвездную среду при вспышке. Варьирование значений вышеуказанных параметров позволяет воспроизвести наблюдаемые абсолютные величины распространенностей p-ядер в широком диапазоне их массовых чисел. Однако вопрос о реальном значении этих параметров во время вспышки сверхновой остался открытым. Кроме того, поскольку зародышевые ядра формируются на квазиравновесной стадии процесса эволюции массивных звезд, возникает необходимость включения в модель и этого этапа.

В настоящей работе исследуется процесс нуклеосинтеза на всех основных стадиях эволюции звезды, начиная с горения водорода и кончая кислородным горением. В цепочку дифференциальных уравнений, определяющих изменение концентраций ядер, включено большое количество различных ядерных реакций для более чем 4000 нуклидов (от нейтрона до Bi^{251}), а также процессы β - и α -распадов. Реалистичное рассмотрение такого нуклеосинтеза требует знания астрофизических условий на каждом этапе эволюции. Поэтому в модели используются и статические параметры звезды, такие как распределение плотности и температуры вдоль ее радиуса. Этот подход имеет ряд преимуществ по сравнению с исследованием отдельно какого-либо слоя звезды. Во-первых, ликвидируется неопределенность в значениях концентрации нейтронов и зародышевых ядер. Вовторых, можно одновременно сделать расчет не только для выхода *р*-ядер, но и для s-, а также r-ядер. Единственными параметрами при таком подходе остаются начальная масса звезды и ее исходный химический состав. Это позволяет более четко выявить зависимость выхода тех или иных ядер от степени металличности звезды.

- 1. M.Rayet et al. // Astronomy and Astrophys. 1995. V.298. P.517.
- 2. И.В.Копытин, К.Н.Карелин, Э.М.Бабишов // Тезисы докл. 53 совещ. по ядерн. спектроскопии и структ. атомн. ядра. С.-Пб. 2003. С.70.

LIGHT FRAGMENT KNOCK OUT FROM ⁶Li AND ⁷Li BY INTERMEDIATE ENERGY PIONS

B.M. Abramov, Yu.A. Borodin, S.A. Bulychjov, I.A. Dukhovskoy,
A.I. Khanov, A.P. Krutenkova, V.V. Kulikov, M.A. Martemianov,
M.A. Matsyuk, V.E. Tarasov and E.N. Turdakina
Institute for Theoretical and Experimental Physics, Moscow, Russia

For the first time the quasielastic deuteron and triton knock out has been studied on pion beam in full kinematics on ⁶Li and ⁷Li. The experiment was performed at the ITEP Proton Synchrotron with the 3-m magnet spectrometer at an incident π - momenta of 0.72, 0.88 and 1.28 GeV/c. Momentum and angles of forward going deuteron/triton as well as of beam and backward scattered pions were measured. The momentum distributions of the internal motion of the quasideuteron/quasitriton clusters, the excitation energy spectra and the effective numbers (for quasideuterons) in ⁶Li and ⁷Li were obtained. The data were analyzed in a plain wave impulse approximation. The cluster internal motion was parameterized by Gauss distribution $\exp(-p^2/\kappa^2)$. The effective numbers of quasideuterons were obtained using the known cross section of the backward pion-deuteron elastic scattering on free deuteron. Parameters of quasideuteron internal motion in ⁶Li and ⁷Li are in a reasonable agreement with the measurements made at proton and electron beams and with cluster model theoretical calculations. The effective numbers of quasideuterons are also in agreement with existing data for ⁶Li. For ⁷Li there is some difference with the results of the only one existing experiment on proton beam that can be connected with different reaction mechanisms on proton and pion beams. As for quasielastic triton knock out in full kinematics it has been observed for the first time on pion beam. Triton internal momentum has been estimated. The data show larger triton yield from ⁷Li target than from ⁶Li pointing out at large $\alpha - t$ component in ⁷Li. Excitation energy distributions are compared with calculations in simple models of quasielastic scattering.

INFLUENCE OF THE VERTEX COULOMB EFFECTS ON THE MECHANISM OF CONSECUTIVE TWO PROTON TRANSFER IN THE PERIPHERAL NUCLEAR REACTION A(X,Y)B INDUCED BY UNSTABLE LIGHT NUCLEI AT LOW ENERGIES

D.Kh. Tadzhibaeva and R. Yarmukhamedov Institute of Nuclear Physics, Tashkent, Uzbekistan

An analytical properties of the amplitude M_p , which corresponds to a mechanism of consecutive transfer of two protons $(p_1 \text{ and } p_2)$ in the peripheral A(X,Y)B reaction induced by unstable light nuclei at low energies and is described by a non-relativistic square diagram, are investigated with taking into account the three-particle Coulomb effects in the transfer mechanism, as well as in the initial and final states. Herein $X=((Yp_2) + p_1)$ and $B=((Ap_1)+p_2)$, where proton $p_1(p_2)$ is loosely bound in the nucleus X(B) with binding energy ε_X (ε_B), and the binding energies of the protons p_2 and p_1 , $\varepsilon_{(Yp_2)}$ and $\varepsilon_{(Ap_1)}$, in the bound (Yp_2) and (Ap_1) states, respectively, satisfy the conditions

$$\mathcal{E}_{(Yp_2)} \gg \mathcal{E}_X, \mathcal{E}_{(Ap_1)} \gg \mathcal{E}_B, \mathcal{E}_X \approx \mathcal{E}_B \quad . \tag{1}$$

It is shown that the amplitude M_p , in addition to the singularity ζ_p connected with the transfer dynamics, has also the singularity ζ in the cos θ variable (θ is the scattering angle in the c.m.s.) arising due to the Coulomb vertex form factors for the virtual processes $X \rightarrow (Yp_2) + p_1$ and $(Ap_1) + p_2 \rightarrow B$. According to (1), the singularity ζ is the nearest to the physical region $-1 \le \cos\theta \le 1$ ($1 < \zeta < \zeta_p$). The main singular term $M_p^{(1)}$, which defines the behavior at $\cos\theta \rightarrow \zeta$ both of the amplitude M_p and of the exact amplitude $M^{(s)}$, is found. Besides, the term $M_p^{(2)}$ determining the behavior of M_p at $\cos\theta \rightarrow \zeta_p$ is also obtained.

Using the explicit forms of $M^{(s)}$ and $M_p^{(2)}$, the asymptotics of the exact partial wave amplitudes M_l for $l \gg 1$, $M_l^{(as)}$, giving the dominant contribution to the A(X,Y)B reaction, and of those in a mechanism of consecutive transfer of the usual DWBA, $M_{pl}^{(2)}$, which corresponds to the amplitude $M_p^{(2)}$, have been derived. The asymptotic expressions for $M_l^{(as)}$ and $M_{pl}^{(2)}$ show the different dependence on l and the different absolute normalization factors, but they involve the common unknown factor, a product of the nuclear vertex constants for the virtual decays $X \rightarrow (Yp_2) + p_1$, $(Ap_1) + p_2 \rightarrow B$, $(Yp_2) \rightarrow Y + p_2$ if $(Ap_1) \rightarrow A + p_1$.

Comparison of the peripheral partial amplitudes $M_l^{(as)}$ for l >>1 with those of $M_{p;l}^{(2)}$ has been made for the peripheral ¹⁰B (¹²N,¹⁰B)¹²N, ¹⁵N(¹²N,¹⁰B)¹⁷F, ¹¹B(¹³N,¹¹B)¹³N, ¹⁵N(¹³N,¹¹B)¹⁷F and ¹¹B(²¹Na,¹⁹F)¹³N reactions at various projectile energies *E*. For each of the reactions, the lower boundary l_o for a value of l (l >> 1) has been found such that the function $R_l = |M_l^{(as)}/M_{p;l}^{(2)}|$ becomes greater than 1 at $l \ge l_o$ for various fixed energies *E*.

ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТОВ НАЧАЛЬНОГО СОСТОЯНИЯ НА СПЕКТР ЛЕПТОННЫХ ПАР В рА РЕАКЦИЯХ

Я.А. Бердников¹, М.Е. Завацкий¹, В.Т. Ким², В.Ф. Космач¹, Е.Л. Крышень¹, М.М. Рыжинский¹, В.М. Самсонов²

¹ Санкт-Петербургский Государственный Политехнический Университет ² Петербургский Институт Ядерной Физики им. Б.П. Константинова РАН

Данные, полученные в рамках проекта PHENIX (RHIC BNL USA) демонстрируют значительное подавление выхода адронов с большим p_T [1] в Au-Au столкновениях, что противоречит эффекту Кронина [2].

Наблюдаемая картина может быть инициирована различными причинами, например, такими как эффекты взаимодействия в начальном и конечном состояниях [3].

Уникальным инструментом для изучения эффектов начального состояния является реакция Дрелла-Яна. Одним из основных эффектов начального состояния является эффект многократных мягких перерассеяний кварков до жесткого процесса (МП).

Данная работа посвящена расчетам отношения инклюзивных дифференциальных сечений σ_W/σ_{Be} рА реакций, с учетом МП (\blacktriangle) и без учета МП (\circ) с оптимальными значениями параметров ($\langle k_q^{hard} \rangle$ - среднее значение импульса партона в кварке, $\langle k_q^{soft} \rangle$ - среднее значение импульса кварка в нуклоне) соответствующих распределений [4], см. рис. (\bullet - эксперимент E866 (FNAL) [5]).

Для моделирования рА столкновений использовался расширенный нами на процесс Дрелла-Яна пакет HIJING [6].



Вычисления показали, что учет МП в начальном состоянии позволяет улучшить описание экспериментальных данных.

- 1. K.Adcox et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. V.88. 022301.
- 2. J.W.Cronin et al. // Phys.Rev. D. 1975. V.11. 3105.
- 3. B.Z.Kopeliovich et al. // Cronin effect in hadron production of nuclei. 2002.
- 4. A.V.Efremov et al. // Sov. J. Nucl. Phys. 1986. V.44. P.151.
- 5. M.A. Vasilev et al. // Phys.Rev.Lett. 1999. V.83. P.2304.
- 6. X.-N.Wang et al. // Phys. Rev. D. 1991. V.44. P.3501.

ОПИСАНИЕ УРОВНЕЙ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ЧЕТНОСТИ ¹⁶²Yb ПРИ ВЫСОКИХ СПИНАХ В РАМКАХ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

А.С. Ситдиков¹, Р.Х. Сафаров² ¹ Казанский Государственный Энергетический Университет ² Казанский Государственный Педагогический Университет

В рамках модели ротационного выстраивания углового момента состояний отрицательной четности в [1] получено описание энергии уровней отрицательной четности ¹²⁶Ва как результат расщепления определенного мультиплета $(j_1, j_2)_{JM}$ двух нуклонов сферической подоболочки. В данном сообщении эти исследования распространяются в несколько модифицированной форме на изучение влияния выстраивания углового момента на энергетические свойства состояний отрицательной четности ¹⁶²Yb, в спектре которого наблюдаются две ротационные полосы отрицательной четности, одна из которых имеет уровни с четными спинами и $E_2(7) = 1767,89$ КэВ.

Для описания энергии уровней этих ротационных полос, будет достаточно приемлемым приближением ограничение базиса состояниями из сферической подоболочки с наибольшим угловым моментом вблизи уровня Ферми, то есть уровень $v_{i_{13/2}}$. Поэтому для описания состояний отрицательной четности ядра ¹⁶²Yb в качестве базиса было выбрано семейство мультиплета $v[i_{13/2} \ f_{7/2}]_J$, которое расщепляется из-за квадрупольквадрупольных и кориолисовых взаимодействий.

Из расчетов, выполненных в данном приближении, следует, что энергетический интервал между полосами $I^{\pi} = 8^{-}$, $I^{\pi} = 7^{-}$, линейно убывает с ростом угловой частоты вращения с последующим формированием объединенной полосы с чередующейся четностью спинов.

1. А.Р.Сафаров, Р.Х.Сафаров // Изв. РАН. Сер.физ. 1998. Т.62. С.949.

ВЫСОКОСПИНОВЫЕ СОСТОЯНИЯ И ПРИВЕДЕННЫЕ ВЕРОЯТНОСТИ РАДИАЦИОННЫХ ПЕРЕХОДОВ ¹⁶²УЬ В РАМКАХ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

А.С. Ситдиков¹, Р.Х. Сафаров² Казанский Государственный Энергетический Университет Казанский Государственный Педагогический Университет

В рамках феноменологической модели кориолисова смешивания высокоспиновых состояний в [1] получено сравнительно простое описание энергий вращательных уровней четно-четных ядер редкоземельной области с N=90. Обычно теоретическое описание одновременно энергии уровней и вероятностей E2-переходов наталкивается на определенные трудности, связанные с некоторой неоднозначностью предсказания частоты пересечения полос . Поэтому здесь проводится анализ экспериментальных данных ядра ¹⁶²Yb в рамках феноменологической модели с целью согласования особенностей поведения энергетических и радиационных свойств с ростом спина.

Высокоспиновые уровни идентифицированы вплоть до $I^{\pi} = 30^{+}$ для grполосы и до $I^{\pi} = 28^{+}$ для γ -вибрационной полосы, а также имеется уровень с $I^{\pi} = 0^{+}_{2}$ и энергией 605,6 КэВ, который можно рассматривать как начало Ввибрационной полосы. Времена жизни состояний основной полосы измерены до $I^{\pi} = 18^{+}$.

Для описания таких состояний была решена задача кориолисова смешивания в базисе, состоящем из gr –, γ –, и выстроенных sl –, и s2 –полос. Однако при спинах $I \ge 22^+$ s1–полоса с выстроенным моментом j_{sl} =13,88, обусловленным выстраиванием пары нетронов из $i_{13/2}$ подоболочки при I^{π} =12⁺-14⁺ начинает менять направление, приобретая антивыстроенный характер с антивысроенным угловым моментом j_a = -3,22. Поэтому вынуждены были включить в базис состояний комбинированную gr+sl+al полосу с целью описания энергии уровней при $I^{\pi} \ge 22^+$

Поведение величины $\sqrt{R(E2)} = \sqrt{B(E2; I \rightarrow I - 2)/B_{rot}(E2; I \rightarrow I - 2)}$, выражающее отклонение приведенной вероятности $B(E2; I \rightarrow I - 2)$ от адиабатического приближения $B_{rot}(E2; I \rightarrow I - 2)$ в зависимости от квадрата среднего значения угловой скорости вращения остова $\omega_{av}^2(I)$ показывает, что до пересечения полос $(I^{\pi} \le 12^+) B(E2; I \rightarrow I - 2)$ остается близкой по величине к $B_{rot}(E2; I \rightarrow I - 2)$, что может указать на достаточно медленное изменение параметра β -деформации. Однако поведение B(E2) после пересечения полос и можно описать лишь допуская резкое появление γ -неаксиальности формы ядра.

1. Р.Х.Сафаров, А.С.Ситдиков // Изв. РАН. Сер.физ. 1999. Т.63. С.162.

О ФОТОВОЗБУЖДЕНИИ ИЗОМЕРА В ¹⁸¹Та

Л.А. Малов

Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова, ОИЯИ, Дубна

В экспериментальных исследованиях, проведённых в группе А.П.Дубенского (НИИФ СПбГУ), было показано, что фотовозбуждение изомерного состояния ($I^{\pi} = 1/2^{+}$, $T_{1/2} = 18.1 \mu$ s, E = 615 кэВ) в ¹⁸¹Та происходит с аномально большим сечением через ряд выделенных активационных состояний (или групп уровней), расположенных по энергии выше изомерного [1, 2].

В настоящей работе представлен расчёт сечения возбуждения указанного изомера, выполненный в рамках квазичастично-фононной модели ядра [3, 4]. Обобщённый вариант модели [4] основан на использовании метода силовых функций и введении обобщённого фонона, что позволяет единым образом описывать радиационные переходы электрического и магнитного типов различной мультипольности.

Механизм заселения изомера рассматривается как двухступенчатый процесс [5]: вначале происходит фотовозбуждение ядра-мишени с уровня f_{gs} на промежуточный уровень f и затем последующий его γ -распад через серию каскадных переходов на более низкие уровни, в том числе на изомерный f_{iso} (схематично это показано на левой стороне рисунка).



На графике сплошная кривая даёт рассчитанную силовую функцию сечения возбуждения данного изомера в зависимости от энергии фотовозбуждения ядра. Вертикальные линии эксперименталь-ЭТО ные величины [2] севозбуждения чения изомера (шкала справа) через соответст-

вующие активационные состояния. Пунктирной линией эти же данные для удобства сравнения с теорией представлены в виде силовой функции с тем же параметром усреднения 0.6 МэВ, который использован при вычислении теоретической кривой. Затенённая область соответствует точности эксперимента [2].

В расчётах учитывался вклад электрических *E1-, E2-, E3-* и магнитных *M1-, M2*-переходов. В данном случае основной вклад в сечение дают двух- и трёхкаскадные переходы (всего учитывалось до пяти каскадов). Новые свободные параметры в расчётах не вводились: параметры потенциала среднего поля, остаточных парных и мультиполь-мультипольных

взаимодействий были фиксированы ранее при исследовании низколежащих состояний ядер из области *A*~180 [6].

- 1. А.П.Дубенский и др.// Изв. АН СССР. Сер. физ. 1987. Т.51. С.40.
- 2. A.P.Dubenskiy et al.// in Intern.Conf. NSNR. Dubna, 1992. P.36.
- 3. В.Г.Соловьёв и др.// ЭЧАЯ. 1994. Т.25. С.377.
- 4. Л.А.Малов// Изв. АН СССР. Сер. физ. 1996. Т.60. С.47; 1998. Т.62. С.887.
- 5. Л.А.Малов// Тезисы докл. 51 Сов. по ядерн.спектр.и структ.ядра. Саров, 2001. С.107.
- 6. Л.А.Малов, Д.Г.Яковлев// Изв. АН СССР. Сер. физ. 1985. Т.49. С.2150.

ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ГРОСС-СТРУКТУРЫ ГИГАНТСКОГО ДИПОЛЬНОГО РЕЗОНАНСА

Б.С. Ишханов, В.Н. Орлин

Научно-исследовательский институт ядерной физики Московского государственного университета, Россия

Гросс-структура гигантского дипольного резонанса (ГДР) определяется тремя видами расщепления ГДР: деформационным, конфигурационным и изоспиновым.

В рамках полумикроскопической модели первые два вида расщепления можно описать, аппроксимируя оператор дипольного момента ядра выражением

$$F_{si} = f_{si}^{(0)} c_{si}^{(0)+} + f_{si}^{(0)*} c_{si}^{(0)},$$

где $(f_{si}^{(0)})^2 = \sum_{\alpha > \beta} (i) / \langle \alpha / 2t_z x_s / \beta \rangle /^2$ – вероятность возбуждения вдоль оси x_s (s = 1, 2, 3) внутренней системы координат одночастичных дипольных колебаний типа i = 1 (для переходов между валентной и внешней оболочками ядра) и типа i = 2 (для переходов между внутренней и валентной оболочками); $/\alpha >, /\beta > ...$ – одночастичные нуклонные состояния; $c_{si}^{(0)+}, c_{si}^{(0)}$ – операторы рождения и поглощения квантов рассматриваемых колебаний. Одночастичные дипольные вибрации взаимодействуют друг с другом через диполь-дипольные силы. Поэтому вибрационный гамильтониан ядра для колебаний вдоль фиксированной оси *s* можно представить в виде

$$H(s) = \sum_{i} \varepsilon_{si}^{(0)} c_{si}^{(0)+} c_{si}^{(0)} + \sum_{i} \sum_{j} \kappa_{ij}(s) F_{si}^{+} F_{si}$$

где одночастичные энергии $\varepsilon_{si}^{(0)}$ и константы диполь-дипольного взаимодействия $\kappa_{ij}(s)$ являются параметрами модели (об их выборе см. в работе [1]).

Гамильтониан H(s) учитывает взаимодействие изовекторных дипольных колебаний с динамическим изовекторным ядерным полем, но не описывает их взаимодействия со статическим изовекторным полем, существующим в ядрах с $N \neq Z$. Это последнее взаимодействие приводит к расщеплению дипольных состояний на две компоненты, отвечающие двум возможным значениям изоспина: $T_{<} = T_0$ и $T_{>} = T_0 + 1$ ($T_0 = |N-Z|/2$ – изоспин основного состояния ядра). Этот эффект может быть оценен с помощью формул, полученных Фальеросом [2].

Данная модель была использована для расчета гросс-структуры ГДР большого числа сферических, деформированных и переходных ядер в массовой области $10 \le A \le 240$. Получено удовлетворительное согласие теоретических и экспериментальных данных. Показано, что для правильного описания гросс-структуры гигантского резонанса необходимо учитывать все три вида расщепления, особенно в области легких и средних ядер, где наблюдается заметная конкуренция между разными типами расщепления.

- 1. Б.С.Ишханов, В.Н.Орлин // Ядерная Физика. 2003. Т.66. С.1269.
- 2. B.Goulard and S.Fallieros // Can. J. Phys. 1967. V.45. P.3221.

CALCULATION OF BINDING ENERGIES AND RADII OF NUCLEI

G.K. Nie

Institute of Nuclear Physics of Uzbekistan

Nuclear structure approach is based on theory of interaction of *pn*-pairs with suggestion that the proton and neutron of one pair have the same nuclear potential. In frame of this model nuclei with N=Z were analyzed in [1,2]. In [1] radii of position of last proton were estimated on difference of proton and neutron separation energies. In [2] a phenomenological formula for calculation of binding energy of alpha-cluster nuclei was found:

$$E_{A(\alpha)} = N_{\alpha} * \varepsilon_{\alpha} + 3 \varepsilon^{cov}_{\alpha\alpha} (N_{\alpha} - 2),$$

where N_{α} stands for amount of α -clusters, $\varepsilon_{\alpha} = E_{4He} = 28.296$ MeV, $\varepsilon^{cov}_{\alpha\alpha} = 2.425$ MeV stands for so called covalent binding energy between 2 α -clusters. For nucleus with odd Z binding energy $E_{A(pn)}$ is calculated by the formula

$$E_{A(pn)} = E_{A(\alpha)} + 6\varepsilon^{cov}_{pn} + \varepsilon_{pn},$$

where $6\varepsilon^{cov}{}_{pn} = 6*2.037$ MeV means binding energy of the excess *pn*-pair with 6*pn*-pairs of 3 nearby α -clusters and $\varepsilon_{pn} = 1.659$ MeV stands for energy of the pair itself.

Present work is devoted to developing the nuclear structure model. Coulomb energy of nuclei with N=Z has been found from sum of differences of separation energies of protons and neutrons belonging to one pairs. From analysis of nuclei ¹²C and ¹⁶O value of energy of Coulomb repulsion between two α clusters has been estimated equal to ε_{α}^{C} =1.925 MeV, which means that value of nuclear (meson) interaction between two α -clusters is expected to be $\varepsilon_{\alpha\alpha}^{m}$ = $\varepsilon^{cov}_{\alpha\alpha} + \varepsilon^{c}_{\alpha} = 4.350$ MeV. From suggestion that energy of long range Coulomb repulsion is compensated by surface tense energy an equation has been found to calculate radius of position of last proton on value of Z. Charge radii of nuclei from ⁵⁸Ni to ²⁰⁸Bi and further have been calculated on the basis of shell model with difference in several hundredths of fm from experimental ones. The nuclei placed on the right side of Mendeleev Table of Elements are considered to have complete shells. Binding energies have been calculated from ³²S to ²¹⁰At and further as well. From nucleus ⁶⁶Zn sum of empirical values of separation energies of pairs of neutrons $\sum Enn_i$ has been used. Difference with experimental binding energy in most of the cases is less than 1% [3].

^{1.} G.K.Nie // FB17 Conference, Durhem, NC, US. Book of Abstracts. 2003. P.386.

G.K.Nie // 4th International Conference "Nuclear and Radiation Physics", September, 15-17, 2003, Almaty, Kazakhstan. Abstracts of ICNRP '03. P.101; Proceedings of the Conference (to be published).

^{3.} G.K.Nie // Uzbek Journal of Physics. 2004 (accepted for publication).

VARIATIONS OF THE MEAN FIELD AND PAIRING IN ALIGNED PHONON STATES

A.K. Vlasnikov¹, A.D. Efimov², J. Khuyabaatar¹, V.M. Mikhajlov¹

¹ V.A.Fock Institute of Physics, St-Petersburg State University, Russia

² Ioffe Physical Technical Institute, St-Petersburg, Russia

Aligned phonon states are a special type of the collective excitation formed by *n* quadrupole two-quasiparticle phonons (*D*) with the total angular momentum *I*=2*n*. As was predicted in [1] the pairing correlations in such states are attenuated with increasing the phonon number *n*. This effect as well as the alteration of the mean field should be taken into account when constructing the boson description of these states that can reveal itself in energy and spin dependence of the boson Hamiltonian parameters [2]. The phonon impact can be investigated by two equivalent methods: minimization of the full energy or exclusion of the connection with any of pair vibration excitations (i.e. with any monopole quasiparticle pair on level *j*): $\langle n | [H, (a_j^+ a_j^+)^{(0)}] | n \rangle = 0; | n \rangle \sim (D^+)^n | 0 \rangle$.

Both methods lead to the identical equations for u, v-Bogolubov amplitudes. Further we imply only one kind of particles included in phonons.

$$2u_{j}v_{j}e_{j}(n) - (u_{j}^{2} - v_{j2})\Delta_{j} + f_{j}(n) = 0,$$
(1)

$$e_{j}(n) = \left\{t_{j} - \lambda + \sum_{1} V_{j11j} \left[v_{1}^{2}(2j_{1}+1)(1-p_{1}) + \langle n_{1} \rangle\right]\right\} (1-p_{j}) + \sum_{1} V_{j11j} \left(u_{1}^{2} - v_{1}^{2}\right) (2j_{1}+1) p_{1j} \Delta_{j}(n) = G \sum_{1} u_{1} v_{1} (j_{1}+1/2)(1-p_{1})(1-p_{j}) - G \sum_{1} u_{1} v_{1} (j_{1}+1/2) p_{1j}.$$

The sums in Eqs. (1)-(2) are spread over all "1" = j_i ; t_j , λ are the kinetic energy of single-particle state j and the chemical potential respectively. V_{jIIj} is the anti-symmetrized two-body matrix element of interaction creating the mean field. G is the monopole pairing strength. The quantity $\langle n_i \rangle$ is the expectation value of the quasiparticle number operator in state j_i . The blocking corrections p_i and p_{ik} : $p_i = 2(2j_i+1)^{-1} \langle n_i \rangle$; $p_{ik} = 2[(2j_i+1)(2j_k+1)]^{-1} (n^{-1} \langle n_i \rangle \langle n_k \rangle - \langle a_i^+ a_k \rangle)$, are straightforwardly found if $[[D, D^+], D^+] = 2N^{-1}D^+$, i.e. if D-phonons constitute a closed algebra, then $\langle n_j \rangle = 2n \sum_i \psi_{ji}^2$, where ψ_{ji} is a phonon amplitude: $D^+ = (\sqrt{2})^{-1} \sum_{12} \psi_{12} a_1^+ a_2^+$, $\psi_{12}^- = \psi_{12} (j_1 j_2 m_1 m_2 | 22)$. The last term in Eq.(1) originates from the factorized quadrupole particle-hole and particle-particle forces, the strength of which are κ_2 and G_2 respectively.

$$f_{j}(n) = (2j+1)^{-1} (-2\kappa_{2}C\sum_{1}q_{j1}M_{j1}\psi_{j1} + 0.5GC'\sum_{1}q_{j1}L_{j1}\psi_{j1})n[1-(n-1)\mathcal{N}^{-1}];$$

$$C = \sum_{12}q_{12}L_{12}\psi_{12}; \quad C' = \sum_{12}q_{12}M_{12}\psi_{12}; \quad L_{12} = u_{1}v_{2} + v_{1}u_{2}; \quad M_{12} = u_{1}u_{2} - v_{1}v_{2} \quad (2)$$

1. A.K.Vlasnikov, V.M.Mikhajlov // Izv. Ak. Nauk. Ser. Phys. 1993. V.57. P.168.

2. A.D.Efimov, V.M.Mikhajlov // Int. Conf. on Nucl. Physics. SPb 2000. P.127.

О СВОЙСТВАХ ЗАРЯДОВО-ОБМЕННЫХ ДИПОЛЬНЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ И $T_>$ -КОМПОНЕНТЫ ГДР В ⁴⁸Са И ⁹⁰Zr

И.В. Сафонов, М.Л. Горелик, М.Г. Урин

Московский инженерно-физический институт (государственный университет)

В представленной работе продолжено предложенное в [1] в рамках полумикроскопического подхода описание свойств зарядово-обменных (в $\beta^{(\pm)}$ каналах) дипольных возбуждений и свойств Т_>-компоненты гигантского дипольного резонанса (ГДР) в материнских ядрах ⁴⁸Ca и ⁹⁰Zr. Новыми по сравнению с использованными в [1] элементами подхода являются: 1) включение в анализ свойств зарядово-обменных дипольных ГР расчета соответствующего энергетически-взвешенного правила сумм и эффективный учет на этой основе изовекторной части частично-дырочного взаимодействия, зависящего от импульсов нуклонов; 2) описание сечения (ур₀)сопровождающейся возбуждением $T_{>}$ -компоненты ГДР; 3) реакции. протонного прямого радиационного И распадов описание низкоэнергетических компонент Т_>-ГДР. Результаты расчетов сравниваются с экспериментальными данными относительно сечения фотопоглощения [2], сечения 90 Zr(γp_0)-реакции [3] и парциальных ширин прямого радиационного и протонного распадов (1⁻, $T_>=6$, $E_x=16,28$ МэВ)-уровня в ядре ⁹⁰Zr [4]. В качестве прогноза вычислены некоторые парциальные сечения ⁴⁸Ca(у*p*)- и ⁹⁰Zr(γp)-реакций с возбуждением ГДР.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 02-02-16655) и Программы «Университеты России» (грант № УР.02.01.025).

- 2. И.Н.Бобошин и др. // Препринт НИИЯФ МГУ-2003-25/738. М. 2003.
- 3. K.Shoda et al. // Nucl. Phys. A. 1974. V.221. P.125.
- 4. P.vonNeumann-Cosel et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. V.78. P.2924.

^{1.} I.V.Safonov et al. // Proc. of the 10th Int Seminar on "Electromagnetic Interactions at Low and Intermediate Energies with Nuclei". М. 2004; Изв. РАН. Сер. физ. (в печати).

ОБЕРТОНЫ ИЗОСКАЛЯРНЫХ ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ В СРЕДНЕТЯЖЕЛЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

М.Л. Горелик, И.В. Сафонов, М.Г. Урин Московский инженерно-физический институт (государственный университет)

В последние годы значительный интерес проявляется к исследованиям гигантских резонансов (ГР) с большой энергией возбуждения. Бо́льшая часть известных высоко-энергетических ГР представляет собой следующую по энергии моду ядерных колебаний (обертон) по отношению к соответствующему низко-энергетическому ГР, или основному тону. Среди обертонов наименьшую энергию имеет изоскалярный гигантский дипольнвй резонанс (ИСГДР, обертон имеющего нулевую энергию возбуждения 1⁻ состояния, отвечающего движению центра инерции ядра), интенсивно исследуемый в последние годы (см., например, обзор [1]). Другими кандидатами для изучения высоко-энергетических ГР являются обертоны хорошо изученных изоскалярных гигантских монопольного и квадрупольного резонансов (ИСГМР2 и ИСГКР2, соответственно).

В представленной работе излагаются результаты выполненного в рамках полумикроскопического подхода систематического теоретического исследования основных свойств упомянутых обертонов. Первая попытка такого исследования предпринята довольно давно [2], а результаты недавних исследований суммированы в [1]. Расчеты основных свойств изоскалярных обертонов (силовой функции, переходной плотности, парциальных вероятностей прямого нуклонного распада) выполнены для ядер: ⁵⁸Ni, ⁹⁰Zr, ¹¹⁶Sn, ¹⁴⁴Sm, ²⁰⁸Pb. Для проверки возможностей подхода вычислены также интегральные характеристики ИСГМР и ИСГКР. Результаты расчетов сравниваются с имеющимися экспериментальными данными.

Новыми по сравнению с [1] результатами теоретического исследования являются: 1) уточнение метода учета фрагментационного эффекта; 2) включение в анализ ИСГКР и его обертона; 3) существенное расширение числа ядер, для которых предложено описание основных свойств обертонов; 4) сравнение с последними по времени экспериментальными данными. Отметим, в частности, удовлетворительное описание полученных в [3] экспериментальных данных для ядра ²⁰⁸Pb относительно парциальных вероятностей прямого протонного и нейтронного распадов ИСГДР, энергии и полной ширины высоко-энергетической компоненты ИСГКР2.

- 1. М.Л.Горелик, М.Г.Урин // ЯФ. 2003. Т.66. С.1931.
- 2. С.Е.Муравьев, М.Г.Урин // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1988. Т.52. С.123.
- 3. M.Hunyandi et al. // Phys. Lett. B. 2003. V.576. P.253; Nucl. Phys. A. (to be published).

OCTUPOLE RESPONSE AND STABILITY OF SPHERICAL SHAPE IN HEAVY NUCLEI

V.I. Abrosimov¹, O.I. Davidovskaya¹, A. Dellafiore² and F. Matera² ¹Institute for Nuclear Research, Kiev, Ukraine ²Istituto Nazionale di Fisica Nucleare and Dipartimento di Fisica, Universita' di Firenze, Firenze, Italy

The isoscalar octupole response of a heavy spherical nucleus is analyzed in a semiclassical model based on the linearized Vlasov equation [1]. The octupole strength function is evaluated with different degrees of approximation. The zero-order fixed-surface response displays a remarkable concentration of strength in the $1\hbar\omega$ and $3\hbar\omega$ regions, in excellent agreement with the quantum single-particle response. The collective fixed-surface response reproduces both the high- and low-energy octupole resonances, but not the low-lying octupole collective states, while the moving-surface response function gives a good qualitative description of all the main features of the octupole response in heavy nuclei. The role of triangular nucleon orbits, that have been related to a possible instability of the spherical shape with respect to octupole-type deformations, is discussed within this model. It is found that, rather than creating instability, the triangular trajectories are the only classical orbits contributing to the damping of low-energy octupole excitations.

1. V.I.Abrosimov, O.I.Davidovskaya, A.Dellafiore and F.Matera // Nucl. Phys. A. 2003. V.727. P.220.

α-ЧАСТИЧНЫЕ СОСТОЯНИЯ В ЯДРАХ ²⁰Ne и ⁴⁴Ti

И.А. Гнилозуб, С.Д. Кургалин, Ю.М. Чувильский Воронежский государственный университет, Россия

Считается, что α -частичные спектры околомагических ядер ²⁰Ne и ⁴⁴Ti в наибольшей степени соответствуют представлению о них, как о спектрах двухтельной системы α +магический кор. Однако анализ экспериментальных данных, проведенный в настоящей работе, показал, что в этих спектрах наблюдается множество уровней с большой приведенной α -частичной шириной, не соответствующих такой упрощенной трактовке. Количество, последовательность, мультиплетность выделенных ротационных серий оказываются принципиально отличными от предсказаний двухтельной схемы.

Особенности обсуждаемых спектров находят свое объяснение в микроскопической SU(3)-модели [1]. Наиболее показательным является объяснение SU(3)-моделью дублетного характера вторых полос положительной четности в этих ядрах. Появление таких дублетов можно считать экспериментальным свидетельством того, что эти полосы описываются не двухтельной, а мульти- α -частичной схемой, что и предсказывает SU(3)-модель [1].

В рамках данной модели получено вполне удовлетворительное количественное описание полос α-частичных уровней обсуждаемых ядер как положительной, так и отрицательной четности. Некоторые из этих полос обладают сходством с полосами супердеформированных состояний.

Работа поддержана РФФИ, грант № 02-02-16411.

1. S.D.Kurgalin, Yu.M.Tchuvil'sky // J.Phys.G. 1999. V.25. P.929.

ЭФФЕКТ ЕФИМОВА И СТРУКТУРНЫЕ ФУНКЦИИ СИСТЕМЫ ТРЕХ ЧАСТИЦ

Б.Е. Гринюк, Н.В. Кузьменко, И.В. Сименог Институт теоретической физики им. Н.Н.Боголюбова НАН Украины, Киев, Украина

На основе эффекта Ефимова, проявляющегося в появлении бесконечной серии околопороговых уровней энергии в системе трех частиц с притягивательным взаимодейстием конечного радиуса при условии, что двухчастичные подсистемы находятся в условиях резонансного взаимодействия, можно надеяться объяснить специфические свойства ряда трехкластерных ядерных, а также атомных систем [1].

На основе вариационного подхода с использованием гауссоидального базиса выполнены прецизионные исследования основных свойств как трехчастичного спектра Ефимова, так и структурных функций системы. Развита схема вариационных расчетов высоковозбужденных околопороговых состояний с очень малой энергией связи [2] и проведен численный анализ основного и нескольких возбужденных трехчастичных уровней энергии при разных соотношениях масс частиц с различными по форме потенциалами взаимодействия между ними, а также с учетом кулоновского взаимодействия. Найдены критические константы, при которых уровни появляются, а также константы, при которых они исчезают на двухчастичном пороге. Исследован характер зависимости энергий от констант взаимодейстия во всей области проявления эффекта Ефимова. Рассчитаны распределения плотности, форм-факторы, парные корреляционные функции и импульсные распределения для этих состояний. Установлено наличие существенной асимметрии в расположении энергетических уровней Ефимова относительно критической константы сгущения спектра. Выявлены характерные структуры типа гало в одночастичных распределениях плотности, а в соответствующих форм-факторах обнаружено наличие специфических "провалов" конечной глубины. Исследован характер поведения парных корреляционных функций и импульсных распределений для трехчастичных состояний спектра Ефимова при различных соотношениях масс ядерных кластеров. Проанализированы возможности применения полученных результатов к трехкластерным ядрам, состоящим из двух ядерных кластеров и нейтрона, а также одного ядерного остова и двух нейтронов.

^{1.} E.Nielsen, D.V.Fedorov, A.S.Jensen, E.Garrido // Phys. Reports. 2001. V.347. P.373.

^{2.} В.Е.Grinyuk, M.V.Kuzmenko, I.V.Simenog // Укр.физ.журн. 2003. Т.48. №10. С.1014.

ЗАДАЧА ДВУХ НУКЛОНОВ В ПОДХОДЕ ДИРАКА-БРЕЙТА

И.В. Сименог, А.И. Туровский Институт теоретической физики им.Н.Н.Боголюбова, Украина

В подходе Дирака-Брейта с прямым взаимодействием получены релятивистские уравнения типа Шредингера-Брейта и исследована задача двух нуклонов [1]. Установлено, что для синглетного и триплетного спинового состояния двух нуклонов центральное, тензорное и спин-орбитальное взаимодействия связаны между собой и имеют общее происхождение. Найдены поправки на релятивизм в системе двух частиц. Причем, различие между эффективным взаимодействием в триплетном и синглетном спиновых состояниях является следствием релятивизма, так же как тензорное и спин-орбитальное взаимодействия.

Для сформулированных радиальных уравнений в триплете с учетом всех компонент потенциалов взаимодействия в форме прямоугольных ям получены явные аналитические решения в форме суперпозиции четырех функций Бесселя. Дано согласованное описания основных характеристик дейтрона [2] на основе выбора соответствующих потенциалов прямого взаимодействия. Показано, что интенсивность тензорного взаимодействия порядка массы нуклона, а радиус порядка 3 Фм. Установлена корреляция между радиусом дейтрона, вероятностью *D*-состояния и радиусом тензорных сил.

В рамках метода фазовых функций на основе предложенного синглетного уравнения типа Шредингера-Брейта исследована задача *S*-рассеяния нуклонов и дан качественный анализ поведения основных параметров рассеяния в зависимости от формы потенциальных функций прямого взаимодействия. Достигнуто описание экспериментальной *S*-фазы синглетного пр-рассеяния в полном энергетическом интервале на основе потенциалов Юкавы без использования сильного короткодействующего отталкивания [3]. В данном подходе прохождение синглетной фазы рассеяния через нуль и ее ненулевая асимптотика при больших энергиях имеют релятивистскую природу. Установлена важность релятивистских эффектов уже при энергиях порядка $T_{lab} \approx 250$ МэВ. Разработанный подход позволяет с использованием эйконального приближения для релятивистского уравнения исследовать полную амплитуду пр-рассеяния для средних и высоких энергий.

- 2. R.Machleidt // Phys. Rev. C. 2001. V.63. 024001.
- 3. И.В.Сименог, А.И.Туровский // Укр.физ.журн. 2003. Т.48. №3. С.210.

^{1.} И.В.Сименог, А.И.Туровский // Укр.физ.журн. 2001. Т.46. №4. С.391.

ПОТЕНЦИАЛ А-КЛАСТЕР ИЗ 3-х, 4-х И 5-ти - ЧАСТИЧНЫХ РАСЧЕТОВ ГИПЕРЯДЕРНЫХ И ЯДЕРНЫХ СИСТЕМ

С.А. Калачев, А.Г. Дончев, Н.Н. Колесников, В.И. Тарасов Московский Государственный университет

Для выяснения роли эффектов деформации остова и корреляций, не учитываемых в гиперядерной модели Λ +остов, в настоящей работе используется NNпотенциал работы [1], хорошо описывающий энергии и размеры ядер ²H, ³H, ³ Не и ⁴Не, а также ΛN -потенциал, воспроизводящий в пределах экспериментальных ошибок как энергии связи B_{Λ} гиперядер 3, Λ H, 4, Λ H, 4, Λ H^{*}, 4, Λ He, 4, Λ He и 5, АНе, так и энергетическую и угловую зависимость сечений Ар-рассеяния (см. настоящий сборник тезисов). Как показали расчеты, добавление к ядру Лчастицы приводит к уменьшению расстояний между нуклонами (по сравнению со свободным ядром), т.е. Л-частица производит сжатие ядер. Для гиперядер 3, Л H, 4, Λ H, 4, Λ H^{*}, 4, Λ He, 4, Λ He^{*} и 5, Λ He коэффициент сжатия ξ оказывается, соответственно, равным 10.4%, 9.5%, 7.7%, 10.4%, 8.5%, 3.9%. Вместе с тем увеличивается энергия связи B_{Λ} и для 4, Λ H, 4, Λ H^{*}, 4, Λ He, 4, Λ He^{*} и 5, Λ He становится равной соответственно 0.75, 0.34, 0.96, 0.54 и 2.48 МэВ вместо 0.47, 0.21, 0.58, 0.30 и 2.16 МэВ. Для получения правильных (соответствующих точным расчетам) энергий В_Л потенциал модели Л+ недеформированный остов приходится увеличивать на 49%, 26%, 18%, 27%, 18% и 8% для, соответственно 3, АН, 4, ЛН, 4, ЛН^{*}, 4, ЛНе, 4, ЛНе^{*} и 5, ЛНе. Однако присутствие Л-частицы вызывает не только общее сжатие остова, но и корреляционную зависимость плотности нуклонов от удаленности Λ -частицы от центра остова, причем $\rho(r)$ становится зависимым от углов. Подсчитанный для каждого фиксированного положения Лчастицы "корреляционный" потенциал оказывается значительно более глубоким, чем потенциал недеформированного остова и приводит при подсчете B_{Λ} даже к завышению по отношению к точному расчету. Однако следует учитывать, что вероятность нахождения Л-частицы существенно меняется в зависимости от ее расстояния от остова. Найденный с учетом этого "эффективный" потенциал остова приводит практически к тем же результатам для B_{Λ} , что и точный расчет. Это дает основание рассматривать этот "эффективный" потенциал как наиболее реалистический потенциал взаимодействия Л-частицы с ядерным кластером. Дополнительным аргументом является то, что при использовании такого Лапотенциала, а также $\alpha\alpha$ -потенциала Али-Бодмера d_0 в расчете ^{9, Λ}Ве (как системы $\alpha\alpha\Lambda$), найденная энергия B_{Λ} оказывается (при учете кулоновского взаимодействия протяженных α-частиц) равной 6.61 МэВ, что практически совпадает с экспериментальным значением 6.71(4) МэВ.

1. Н.Н.Колесников, В.И.Тарасов // ЯФ. 1982. Т.35. С.609.

DISTRIBUTION OF M2 AND M4 STRENGTHS IN THE ²⁶Mg NUCLEUS

N.G. Goncharova, N.D. Pronkina Skobetlzyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University

Microscopic analysis for the distribution of magnetic M2 and M4 strengths in open shell nuclei was performed in the particle core coupling version of shell model using ²⁶Mg nucleus as an example. The calculation of excited states' wave functions were based on the direct reactions data on spectriscopic factors [1]. In the generation of the magnetic resonances in nuclei contributions to the form factors $F_J^{mag} = \langle J_f | T_J^{mag} | J_i \rangle$ give multipole operators

$$T_{J}^{mag} = A_{J-1} + A_{J+1} + B_{J}, \quad A_{J} \in j_{J}(qr) [Y_{J} \times \overline{\sigma}]^{J}, \quad B_{J} \in j_{J}(qr) [Y_{J} \times \overline{\nabla}]^{J}.$$

In the excitation of magnetic resonances main role belongs to spin-multipole operators A_J . For M2 there are spin-dipole and spin - octupole operators, containing correspondently $[Y_1 \times \overline{\sigma}]^2, [Y_3 \times \overline{\sigma}]^2$ terms. The first one dominates at approximately 0 < q < 1/Fm, the second one at q > 1/Fm. For M4 resonances operators containing $[Y_3 \times \overline{\sigma}]^4, [Y_5 \times \overline{\sigma}]^4$ spin-multipole terms contribute to the form factor. The last one dominates at q > 1.5 /Fm, where the similar spin-multipole operator is responsible for the excitation of M6 resonance in 1d-2s shell nuclei.

On the Fig. are shown M2 and M4 form factors at q=0.8/Fm near the maximum of q- dependence for M2 resonance.

In all open shell nuclei $1\hbar\omega$ multipole resonances are formed by transitions from two shells. In the case of ²⁶Mg transitions from $1d_{5/2}$ subshell dominate in *MJ* form factors, however transitions from 1*p* shell play as well noticeable role in *M2* and *M4* resonances at *E*>20 MeV. (see Fig., where transitions from 1*p* shell are shown as bold lines.)

Fragmentation of *M2* and *M4* multipole resonances in *sd*-shell nuclei is influenced by the hole distribution among the residual nuclei states revealed in direct pick-up reaction information.



1. P.M.Endt // Nucl.Phys. A. 1990. V.521. P.131.

STRUCTURE OF STRETCHED STATES IN THE OPEN SHELL NUCLEI

N.G. Goncharova, V.A Erokhova, N.D. Pronkina Skobelzyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University

The behavior of multipole resonances (MR) in nuclear electroexcitation cross section is a function of momentum q transferred to nucleus and for the transverse part is determined by the interplay of orbital and spin components of nucleon current. The relative contribution of spin current component grows with momentum transfer and with multipolarity of MR.

The magnetic resonances in nuclei are generated by operator $T_j^{mag} = A_{j-1} + A_{j+1} + B_j$, consisting of two spin-multipole terms $A_{j-1} + A_{j+1}$ and one orbital B_j term. At large momentum transfers the main role in $1\hbar\omega$ electro excitation of nuclei belongs to magnetic resonance with maximal spin MJ_{max} – so called "stretched states". MJ_{max} resonances are formed on doorway level by transition of nucleon with $j_i = l_i + 1/2$ to the subshell with $j_f = l_f + 1/2$, $J_{max} = j_i + j_f$. For excitation of "stretched states" is responsible only the spin component of nucleon current: $A_{i-1} \in j_{i-1}(qr)[Y_{i-1} \times \overline{\sigma}]^{J}$

It should be stressed that the comparative analysis of MJ_{max} excitation in (*e*, *e'*), (*p*, *p'*) and (*n*,*n'*) reactions is the way to separate nuclear structure effects from dynamics of interaction between test particle and the target nucleus. The simplicity of doorway transitions responsible for MJ_{max} resonances makes these states a reliable test for theoretical model approximations.

This work is aimed to get a description of the distribution of stretched states in open shell nuclei where these states are formed with transitions from two different shells. As examples ²⁶Mg and ⁴⁴Ca nuclei were chosen. For ²⁶Mg stretched states consist of *M4* and *M6* resonances, for ⁴⁴Ca nucleus – of *M6* and *M8* resonances. For both nuclei under investigation two isospin branches of *MJ* resonances form the nuclear response on electroexcitation at transferred momentum about q=1.8 /Fm.

Theoretical description of stretched states in electroexcitation cross sections of open shell nuclei ⁴⁴Ca and ²⁶Mg was performed in a "particle-core coupling" (PCC) version of shell model taking into account the distribution of "hole" configurations among the residual nuclei states.

Both nuclei under investigation have non-filled valence shells. The basic configuration for both nuclei were built on those states of residual nuclei which have non vanishing spectroscopic factor of pick-up reactions [1, 2].

The comparison of experimental data on distribution of stretched states strengths in ²⁶Mg nucleus [3] with results of calculations based on PCC version of shell model shows a good agreement. The deviation of ground states of nuclei from closed shell or sub-shell is the main origin of observed fragmentation of multipole strength at large momentum transfer.

- 1. P.Martin, M.Buenerd, Y.Dupont // Nucl.Phys. A. 1972. V.185. P.465.
- 2. P.Doll, G.J.Wagner, K.T.Knopfle // Nucl.Phys. A. 1976. V.263. P.210.
- 3. B.L. Clausen, R.J. Peterson, R.A. Lindgren // Phys.Rev. C. 1988. V.38. P.589.

СПЕКТРОСКОПИЧЕСКИЕ ФАКТОРЫ И ПРОНИЦАЕМОСТИ БАРЬЕРОВ В КЛАСТЕРНОЙ РАДИОАКТИВНОСТИ

С.Н. Куклин,^{1,2} Г.Г. Адамян,^{1,3} Н.В. Антоненко¹

¹ Объединенный Институт Ядерных Исследований, Дубна, Россия ² Марийский Государственный Университет, Йошкар-Ола, Россия ³ Институт Ядерной Физики, Ташкент, Узбекистан

Процесс кластерного распада можно описать, как эволюцию системы по координатам массовой асимметрии $\eta = \frac{A_f - A_x}{A_f + A_x}$ (A_f и A_x — массовые числа

тяжелого и легкого кластеров соответственно) и относительного расстояния R между центрами масс кластеров. С малой вероятностью сильно асимметричная двойная ядерная система (ДЯС) присутствует в основном состоянии ядра. Распад такой ДЯС происходит из-за туннелирования через барьер ядро-ядерного потенциала. В первом приближении процесс можно разделить на две стадии. Процесс формирования ДЯС можно рассмотреть как движение по η , а распад ДЯС — как движение по R. Вероятность образования ДЯС S можно определить, зная основное квантовое состояние по переменной массовой асимметрии. Вероятность туннелирования P по Rможно рассчитать в ВКБ-приближении.

Используя рассчитанные проницаемости барьеров и экспериментальные периоды полураспадов, извлекаются спектроскопические факторы *S*. При учете деформаций ядер оказывается, что спектроскопические факторы *S* для $A_x > 28$ отличаются друг от друга значительно меньше, чем спектроскопические факторы для более легких кластеров и экспоненциальный спад *S* с увеличением A_x нарушается. Решения уравнения Шредингера по переменной массовой асимметрии для ядер из области "свинцовой" радиоактивности для основных состояний дают величины спектроскопических факторов, с точностью до порядка совпадающие с экспериментально извлеченными *S* при $A_x < 28$. Полученные таким образом спектроскопические факторы экспоненциально убывают при дальнейшем увеличении A_x . Предсказаны периоды полураспадов различных для различных кластеров в области "оловянной" и "свинцовой" радиоактивности. Обсуждена связь между делением и кластерной радиоактивностью.

ИЗВЛЕЧЕНИЕ ВРЕМЕНИ ТУННЕЛИРОВАНИЯ ИЗ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОГО СПЕКТРА ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ α-РАСПАДЕ

С.П. Майданюк, С.В. Бельчиков

Институт ядерных исследований, Национальная академия наук Украины, Украина

На сегодняшний день существующие теоретические модели [1, 2] еще не дают однозначного подхода к извлечению времени туннелирования из экспериментальных спектров тормозного излучения при α-распаде тяжелых ядер [3, 4] и, по-видимому, для построения метода экспериментального измерения времени туннелирования в ядерных столкновениях и распадах потребуются значительные усилия теоретических и экспериментальных групп.

Мы предлагаем вариант решения этой проблемы, основанный на следующей идее. Электрически заряженная частица при движении в кулоновском поле постоянно меняет скорость и должна излучать тормозные фотоны. Уравнение движения частицы через выделенную область конечной ширины определяет координату и скорость частицы в зависимости от выбранного момента времени. Можно рассчитать время прохождения частицы через рассматриваемую область и найти зависимость ширины барьера от времени прохождения и скорости частицы в выбранной координате. Можно вычислить спектр тормозного излучения из выделенной области, который является однозначной функцией от ширины области. Отсюда определяется зависимость между временем прохождения и спектром тормозного излучения относительно рассматриваемой области (с учетом скорости частицы в выбранной координате). Для учета излучения "тормозных" фотонов при туннелировании следует использовать модели, построенные на основе квантовой электродинамики.

Для изучения α-распада с тормозным излучением мы используем мультипольную квантово-механическую модель [5]. Эта модель позволяет рассчитать спектр тормозного излучения из области барьера и его вклад в полный спектр, а время туннелирования α-частицы может быть оценено на основе описанного выше метода. Таким образом, если удастся извлечь спектр подбарьерного тормозного излучения из экспериментальных данных полного спектра, тогда можно найти время туннелирования.

- 1. T.Papenbrock and G.F.Bertsch // Phys. Rev. Lett. 1998. V.80. P.4141.
- 2. E.V.Tkalya // Phys. Rev. C. 1999. V.60. 0446XX.
- 3. J.Kasagi, H.Yamazaki, N.Kasajima et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. V.79. P.371.
- 4. N.V.Eremin, G.Fazio and G.Giardina // Phys. Rev. Lett. 1997. V.79. P.371.
- 5. S.P.Maydanyuk and V.S.Olkhovsky // Prog, of Theor. Phys. 2003. V.109 (2). P.203.

ЕДИНОЕ ОПИСАНИЕ ЭНЕРГИЙ ПЕРВЫХ ИЗОБАР-АНАЛОГОВЫХ СОСТОЯНИЙ ЯДЕР

И.Н. Бобошин, В.В. Варламов, Б.С. Ишханов, С.Б. Семин

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В.Скобельцына Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова

В работе [1] на основании результатов анализа данных об изоспинах ядерных уровней для ядер с $A \leq 60$, извлеченных из международного массива ядерно-спектроскопических данных ENSDF [2] была исследована точность формулы [3], традиционно используемой для расчета величин энергий первых (нижних) ядерных состояний с изоспином $T_>$, величина которого на 1 больше, чем абсолютная величина |(N-Z)/2|. Было показано, что традиционная формула применима лишь для ядер с N > Z. На основании анализа данных для 116 ядер от ⁶Li до ⁶¹Zn была предложена двухчастичная формула

 $E(N,Z) = E_{ce}(N,Z) - E_{ce}(N+1,Z-1) + B(Z-1/2)/A^{1/3} - C$ (МэВ) для N > Z $E(N,Z) = E_{ce}(N,Z) - E_{ce}(N-1,Z+1) - B(Z+1/2)/A^{1/3} + C$ (МэВ) для $N \le Z$,

где *В* и *С* – единые для обеих частей коэффициенты, которые должны определяться, исходя из условия наилучшего согласия с полным массивом экспериментальной информации. В частности, было показано, что при использовании традиционной [1] пары коэффициентов (B = 1.444, C = 1.131) средний модуль отклонения даваемых ею значений от экспериментальных составляет 111 кэВ, а пары (B = 1.484, C = 1.293) – 107 кэВ.

В настоящей работе эти исследования были продолжены с использованием созданной полной базы данных [4] об изоспинах уровней ядер, учитывающей всю известную соответствующую экспериментальную информацию. Полная база данных содержит данные для ядер от ⁶Li до ²⁰⁹At. Были проанализированы данные об энергиях первых состояний с изоспином $T_>$ для 209 ядер. Показано, что вышеприведенная двухчастичная формула одинаково хорошо описывает экспериментальные данные для ядер с разными массовыми числами. Была получена новая пара значений коэффициентов формулы: B = 1.427, C = 0.960, при которых среднее отклонение экспериментальных данных от теоретических значений является минимальным. В результате точность описания данных была существенно повышена – средний модуль отклонения составил 85 кэВ.

В дополнение к обнаруженным ранее [1] исключениям (ядра ¹⁵O, ²⁶Mg), для которых отклонения экспериментальных значений от расчетных оказываются равными $\Delta = E_{_{3KCR.}} - E_{_{pac4.}} = 1.40$ и 5.04 МэВ соответственно, были обнаружены еще 6 случаев значительного превышения среднего отклонения : ⁶⁰Ni ($\Delta = -1.289$ МэВ), ¹⁰⁵Rh (- 6.995 МэВ), ¹⁰⁵Ag (-5.009 МэВ), ¹¹⁸Sb (- 3.623 МэВ), ¹⁴⁵Eu (-3.234 МэВ), ²⁰⁹At (19.910 МэВ). Показано, что в то время как некоторые из обнаруженных расхождений могут быть достаточно просто интерпретированы как следствия ошибок в исходном массиве данных ENSDF, например, неправильной интерпретации изобар-аналогов возбужденных состояний ядер в качестве изобар-аналогов основных состояний, другие требуют более детального рассмотрения.

Работа частично поддержана грантами Президента РФ № НШ-1619.2003.2 и РФФИ № 03-07-90431.

- 1. И.Н.Бобошин, В.В.Варламов, Б.С.Ишханов // Известия РАН. Сер. физ. 2002. Т.66. №5. С.739.
- 2. T.W.Burrows // Nucl. Instr. & Meth. A. 1990. V.286. P.595.
- 3. J.D.Anderson, C.Wong, V.MacClare // Phys.Rev. B. 1965. V.138. P.615.
- 4. Полная реляционная база ядерно-спектроскопических данных (http://depni.sinp.msu.ru/cdfe/services/ensdfr.html).

MANIFESTATION OF THE NUCLEAR MATTER VISCOSITY IN THE INDUCED FISSION TIMES OF HEAVY NUCLEI

V.A. Drozdov, D.O. Eremenko, O.V. Fotina, S.Yu. Platonov, O.A.Yuminov D.V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University, Vorobyevy gory, Moscow, Russia

One of the most important achievements of modern nuclear physics is the study of nuclear matter viscosity in investigations of the processes connected with the large-amplitude collective motions in nuclei, such as heavy-ion fusion, giant multipole resonances and nuclear fission. Lately, many attempts to determine the magnitude of nuclear dissipation have been made [1]. However, the nuclear viscosity values determined in these studies vary by almost two orders of magnitude. A comparison of the theoretical predictions for the nuclear dissipation gives a very wide range of nuclear dissipation magnitudes. In addition, the nuclear viscosity is expected to be dependent on the nuclear temperature [1], but different theoretical models give dependences which are quite different from one another. Moreover, there are certain indications that the nuclear dissipation is deformation dependent [2]. In this state of affairs, it is very important to determine the nuclear dissipation magnitude over a wide range of excitation energies as well as for the different deformations.

Here we present the results of analysis of the large set of experimental data on the induced fission times - τ_f obtained by the crystal blocking technique [3]. We analyzed the unified global energy dependence of τ_f for heavy nuclei with Z = 91 - 94 in the range of initial excitation energy from 5 to 250 MeV obtained by us earlier [4]. Analysis was performed in the frames of the dynamical approach based on Langevin equations taking into account particle emission from the hot fissioning system. Also phenomenon of the damping of shell effects with increasing of nuclear temperature (responsible to the transformation of doublehumped fission barrier with two classes of excited nuclear states realised in the first and second potential wells into a single-humped one) was considered by the self-consistent way. Simultaneous description of the analyzed energy dependence of τ_f and respective experimental data on the total neutron multiplicities for the investigated reactions allows us to obtain the magnitude of nuclear viscosity and the shell effect damping function.

This work was supported in part by the Russian Foundation for Basic Research (grant No. 02-02-17077-a) and by the State Program "Russian Universities" (grant No. UR. 03.04).

- 1. D.Hilscher and H.Rossner // Ann. Phys. (Paris). 1992. V.17. P.471.
- 2. P.Frubrich, I.I.Gontchar // Phys. Rep. 1998. V.292. P.131.
- 3. A.F.Tulinov // Sov. Phys. Doklady. 1966. V.10. P.1.
- 4. V.A.Drozdov et al. // Nucl. Instr. and Meth. B. 2003. V.212. P.501.

НИЗКОЛЕЖАЩИЕ КОЛЛЕКТИВНЫЕ СОСТОЯНИЯ В ¹⁶⁰Dy

В.П. Гаристов², И. Адам¹, В.Г. Калинников¹, А.А. Солнышкин¹ ¹ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия ² Институт ядерных исследований и ядерной энергии Болгарской Академии наук, София, Болгария

В недавно опубликованных работах [1], используя простой модельный гамильтониан, было показано, что низколежащие коллективные состояния четно-четного деформированного ядра с хорошей точностью описываются параболической энергий зависимостью этих уровней от числа коллективных возбуждений (например, каждому возбужденному 0^+ состоянию поставлено в соответствие число монопольных бозонов). В произведена работе классификация настоящей низколежащих возбужденных состояний в рамках модели взаимодействующих векторных бозонов (IVBM) [2], в которой билинейные комбинации операторов рождения $(u_m^+(\alpha))$ и уничтожения $(u_m(\alpha))$ бозонов генерирует некомпактную симплектическую группу Sp(12,R).

Операторы типа $A_{M}^{L}(\alpha,\beta) = \sum_{k,m} C_{1k1m}^{LM} u_{k}^{+}(\alpha) u_{m}(\beta)$ генерируют максималь-

ную компактную подгруппу U(6) группы Sp(12,R). Ротационный предел модели определяется цепочкой:

$$\begin{array}{ll} U(6) \supset SU(3) \otimes & U(2) \supset SO \otimes U(1) \\ [N] & (\lambda, \mu) & (N, T) & KL & T_0 \end{array}$$

Метки подгрупп, указанные ниже цепочки, являются квантовыми числами неприводимых представлений. Существует вторая возможность редукции группы Sp(12,R) через некомпактную группу Sp(4,R) в цепочке:

 $Sp(12,R) \supset Sp(4,R) \otimes SO(3)$

Свойства этих двух цепочек разложения Sp(12,R) позволяют диагонализовать гамильтониан и вычислить энергии уровней:

 $E[\{N,T\}; KLM; T_0] = aN + bN^2 + \alpha_3 T(T+1) + \beta_3 L(L+1) + \alpha_1 T_0$ (1) Используя далее энергетическое распределение для $L^{\pi} = 0^+$, 2⁺, 4⁺- и 6⁺состояний по числу бозонов N и экспериментальные значения энергий уровней ¹⁶⁰Dy [3] определены параметры *a*, *b*, *c* (см. рис.). Средняя разность энергий <| $E_{3\kappa cn}$ - E_{pacy} |> составляет 10.7, 39.4, 21.9 и 50.4 кэВ для уровней с $L^{\pi} = 0^+$, 2⁺, 4⁺ и 6⁺, соответственно. При расчете по формуле (1) применены соотношения между квантовыми числами: T = N/2 для $L^{\pi} = 0^+$, T = N/2 - 4 для $L^{\pi} = 2^+$ и T = 0 для $L^{\pi} = 4^+$ и $L^{\pi} = 6^+$. Для всех выше указанных состояний выбирается равным нулю $T_0 = 0$.

Работа выполнена при поддержке РФФИ.



- V.P.Garistov // nucl-th/0008067; nucl-th/0309058; Nuclear Theory. Proc. of the XXI Workshop on Nuclear Theory / Ed. V.Nikolaev. Heron Press Science Series. P.77; Nuclear Theory. Proc. of the XXII Workshop on Nuclear Theory/ Ed. V.Nikolaev. Heron Press Science Series. P.305.
- A.Georgieva, P.Raychev, R.Roussev // J.Phys G:Nucl. Phys. 1982. V.8. P.1377; 1983. V.9. P.521; A.Georgieva, M.Ivanov, P.Raychev, R.Roussev // Int. J. Theor. Phys. 1989. V.28. P.769.
- 3. И.Адам, Ю.А.Ваганов, В.Вагнер и др.. // Изв. РАН. Сер.физ. 2002. Т.66. № 10. С.1384.

ОПИСАНИЕ ЭНЕРГИЙ ОСНОВНОЙ, **у-ВИБРАЦИОННОЙ** И ОКТУПОЛЬНОЙ ПОЛОС ¹⁶⁰Dy

В.П. Гаристов², И. Адам¹, В.Г. Калинников¹, А.А. Солнышкин¹

¹ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия ² Институт ядерных исследований и ядерной энергии Болгарской Академии наук, София, Болгария

В взаимодействующих (IVBM), модели векторных бозонов спектр использующей симплектическую Sp(12,R)группу [1], возбужденных четно-четных деформированных состояний ядер определяется метками представлений подгрупп соответствующей цепочки редукции этой группы. Существуют две взаимно дополняющиеся цепочки:

Sp(12,R) ⊃ U(6)⊃ SU(3)⊗U(2)⊃ SO(3)⊗U(1) и Sp(12,R) ⊃Sp(4,R)⊗SO(3) Выражение для энергии, соответствующее цепочке ротационного предела (первая редукция) в терминах { λ,μ } имеет вид:

 $E[\{\lambda\mu\}; KLM; T_0] = \beta_3 L(L+1) + aN + \alpha_1 N(N+5) + \alpha_3 (\lambda^2 + \mu^2 + \lambda\mu + 3\lambda + 3\mu) + cT_0^2$ а для второй цепочки, в терминах $\{N, T\}$:

 $E[{N,T}; KLM; T_0] = aN + b T_0^2 + \alpha_3 T(T+1) + \beta_3 L(L+1) + cT_0^2$ Приведем здесь основные правила редукций. В случае *N*-четное $\Rightarrow 0, 2, 4, 6....$

T = (N/2), (N/2)-1, (N/2)-2,..., 0или 1; $T_0 = -T, -T+1,...T;$ $\lambda = 2T;$ $\mu = N/2-T.$ $K = min(\lambda, \mu), min(\lambda, \mu) - 2,...., 0$ или 1.

При $K = 0 \implies L = max(\lambda, \mu), L = max(\lambda, \mu) - 2..., 0$ или 1.

И при $K \neq 0 \implies L = max(\lambda, \mu), L = max(\lambda, \mu) - 1, ..., 0, 1.$

Четность состояния определяется как $\pi = (-1)^{\lambda/2}$.

В (λ,μ) описании ротационная полоса основного состояния будет соответствовать $(\lambda=0, \mu=L)$ и $T=0, T_0=0$, октупольная полоса определяется мультиплетами $(\lambda=2, \mu=L-1), T=1$ или $(\lambda=6, \mu=L-3), T=3, T_0=1, \gamma$ -полоса будет определяться мультиплетами $(\lambda=4, \mu=L-2), T=2, T_0=1$ или $(\lambda=8, \mu=L-4), T=4, T_0=1$, при наложенной для всех полос связью N=2L [2]. На рисунках 1, 2, 3 показано сравнение расчетных и экспериментальных энергий. Ниже приведены значения параметров для всех полос:

a=0.197, $\alpha_1 = -0.041690312$, $\alpha_3 = -0.0544336492$, $\beta_3 = \beta_{30}/(1+nx)$, a $\beta_{30} = 0.23$, x=0.0013871;

для *ү*₁ - *n*=6; *c*=2.3,

для *ү*₂ - *n*=0; *c*=4.15,

для октупольной *- n*=3; *c*=1.625.

Использование одних и тех же значений параметров для всех полос одновременно дает хорошее согласие теории с экспериментом, причем среднее отклонение вычисленных значений энергий от экспериментальных для всех полос вместе составляет всего 36.5 кэВ. Такое согласие является результатом учета колебательных степеней свободы в определении значения момента инерции, по подобию работы [2]. Экспериментальные значения энергий взяты из работ [3, 4].

Четно-нечетный "staggering" между состояниями полос определяется функцией: $\Delta^5 E(L) = 6\Delta E(L) - 4\Delta E(L-1) - 4\Delta (L+1) + \Delta E(L+2) + \Delta E(L-2)$, где $\Delta E(L) = E(L) - E(L-1)$ – разница между энергиями уровней с нечетным и четным спинами. На рисунках 4 и 5 показаны экспериментальные и вычисленные значения функции $\Delta^5 E(L)$. И здесь можно отметить хорошее согласие с экспериментом.

Работа выполнена при поддержке РФФИ.



- 1. H.Ganev, V.P.Garistov, A.Georgieva // Phys. Rev. C. 2003. V.69. P. 0143XX.
- 2. V.P.Garistov // Nuclear Theory, Proceedings of the XXI Workshop on Nuclear Theory /Ed.V.Nikolaev. Heron Press Science Series, 2002. P.77.
- 3. И.Адам, Ю.А.Ваганов, В.Вагнер и др..// Изв. РАН. Сер.физ. 2002. Т.66. № 10. С.1384.
- 4. A.Jungclaus, B.Binder, A.Dietrich et al. // Phys. Rev. C. 2002. V.66. P.014312.
ABOUT A STABILITY OF NUCLEI WITH NEUTRON EXCESS

K.A. Gridnev¹, D.K. Gridnev^{1,4}, V.G. Kartavenko², V.E. Mitroshin³, V.N. Tarasov⁴, D.V. Tarasov⁴, W. Greiner⁵

¹ Institute of physics, St. Petersburg state university, Russia
 ² Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow district
 ³ Belgorod State University, Belgorod, Russia
 ⁴ Kharkov Institute of Physics and Technology, Kharkov, Ukrain
 ⁵ Institute fuer Theoretische physik der J.W. Goethe universitaet,, Frankfurt am Mine, Germany

Using the Hartree-Fock method with the Skyrme effective interaction, we investigated ground state properties of the helium, oxygen (¹⁶⁻³⁰O) and calcium (⁴⁰⁻⁷⁰Ca) isotopes. In particular we calculated dencity distribution of protons and neutrons, rms-radii for protons and neutrons, two-neutron separation energies and quadrupole moment. The role of pairing interaction was investigated. The nuclear stability limits (NLS) with respect to the nucleon emission are calculated with a few types of interactions. It occurred that the NLS position weakly depends on a choice of the Skyrme parameter set.

CLUSTER INTERPRETATION OF PARITY DOUBLET ROTATIONAL BANDS IN ODD-MASS ACTINIDES

T.M. Shneidman¹,G.G. Adamian^{1,2}, N.V. Antonenko¹, R.V. Jolos¹ ¹ Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia ² Institute of Nuclear Physics, Tashkent, Uzbekistan

The structure of parity doublet rotational bands in odd-mass actinides has been described in a cluster model. The model is based on the assumption that cluster type shapes are produced by the motion of the nuclear system in the mass asymmetry coordinate. The results of calculations of the spin dependence of the parity splitting and of the electric dipole transitions between members of parity doublet are in agreement with the experimental data. This work is a natural continuation of the preceeding consideration on even-mass actinides [1,2].

- 1. T.M.Shneidman, G.G.Adamian, N.V.Antonenko, R.V.Jolos, W.Scheid // Phys. Lett. B. 2002. V.526, P.322.
- T.M.Shneidman, G.G.Adamian, N.V.Antonenko, R.V.Jolos, W.Scheid // Phys. Rev. C. 2003. V.67. 014313.

АНАЛИЗ АНАЛИТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ УЧЕТА ВИБРАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЙ В ПЛОТНОСТИ **УРОВНЕЙ**

В.А. Плюйко^{1,2}, А.Н. Горбаченко¹

¹Национальный университет имени Тараса Шевченка, Киев, Украина ²Институт ядерных исследований, Киев, Украина



В работе изучаются различные методы учета вибрационных состояний [1-4] в плотности уровней атомных ядер. Рассчитывалось отношение (К) плотности уровней с учетом и без учета вибрационных со-[5]. Изменение статистической стояний суммы при включении вибрационных состояний вычислялось В виде $\Delta Z(T) = exp(-(\Delta \Omega(T) - \Delta \Omega(T = 0))/T)$, где *T* - температура ядра, а $\Delta \Omega$ - соответствующее изменение термодинамического потенциала. Величина ΔΩ

рассчитывалась с помощью метода функции отклика [4]:

$$\Delta\Omega_{L} = \frac{2L+1}{2\pi} \int_{0}^{k} dk' \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\hbar}{\exp(-\beta\hbar\omega) - 1} \operatorname{Im}\left(\chi_{k',L} - \chi_{0,L}\right) d\omega,$$

где $\mathcal{X}_{k,L}$ - коллективная функция отклика ядра на поле мультипольности L, k -константа связи остаточного сепарабельного взаимодействия с мультипольностью *L*. Функция отклика находилась с использованием уравнения Власова-Ландау. Вычислены зависимости коэффициента К от энергии возбуждения для ядра ⁵⁶ Fe (см. рис.). Учитывался вклад низколежащего квадрупольного состояния (L=2). Сплошная кривая - расчет с помощью метода функции отклика с временем релаксации из [6]; - - - параметризация из работы [2]; ▲ - из [1]; ● - метод, используемый в коде EMPIRE II [3]. Видно, что результаты расчетов влияния вибрационных состояний в рамках реалистического метода функций отклика можно достаточно точно воспроизвести с помощью феноменологического подхода [2]. поддержана МАГАТЭ: IAEA Research Работа частично Contract No.12492/R0/RBF.

- 1. А.И.Блохин, А.В.Игнатюк, Ю.Н.Шубин // ЯФ. 1989. Т.48. С.371.
- 2. A.V.Ignatyuk et al. // Phys. Rev. C. 1993. V.47. P.1504.
- 3. M.Herman et al. // Jour. Nucl. Sci. Technol. 2002. V.1. Suppl.2. P.116. (http://www-nds.iaea.org/empire/).
- 4. В.А.Плюйко, А.Н.Горбаченко // УФЖ. 2003. Т.48. С.790.
- 5. В.А.Плюйко, А.Н.Горбаченко // Изв. РАН. Сер. физ. 2002. Т.66 С.1499; 2003. T.67. C.790.
- 6. V.A.Plujko et al. // J. Phys.: CM. 2002. V.14. P.1.

УЧЕТ ОБОСОБЛЕНИЯ НУКЛОНОВ ВНУТРИ АЛЬФА-КЛАСТЕРОВ В МОДЕЛИ БРИНКА

B.C. Кинчаков Вычислительный центр ДВО РАН

Модель Бринка расширена введением пространственного обособления нуклонов внутри альфа-кластеров. Энергии и зарядовые формфакторы вращательных состояний вычислены с одночастичными функциями как гауссовской, так и экспоненциальной асимптотики. Показано, что учет тетраэдрической локализации нуклонов улучшает согласие вычисленных зарядовых формфакторов с экспериментальными.

Актуальность данного подхода подтверждается решением [1] уравнений Хартри-Фока с БКН взаимодействием [2] для альфачастицы. Введение тетраэдрической локализации нуклонов внутри альфа-кластеров приводит к сингулярному поведению энергии связи ("фантом") в области актуальности принципа Паули. Предложена корректная процедура устранения этой расходимости.

- 1. S.Takami, K.Yabana, K.Ikeda // Prog.Theor.Phys. 1996. V.96. P.407.
- 2. P.Bonche, S.Koonin, J.W.Negele // Phys.Rev. C.11976. V.3. P.1226.

ОДНОМЕРНЫЕ АБСОЛЮТНО-ПРОЗРАЧНЫЕ ПОТЕНЦИАЛЫ ТИПА $V(x) \sim \pm |x - x_o|^{-n}$

С.П. Майданюк

Институт ядерных исследований, Национальная академия наук Украины, Украина

На основе методов SUSY QM [1] найдено условие, при котором одномерный потенциал $V(x) = \pm a/(x - x_o)^n$ (a = const, $x_0 = const$, $x \in (-\infty, +\infty)$) $n \in \mathcal{N}$, \mathcal{N} -множество натуральных чисел) является абсолютно прозрачным при прохождении сквозь него плоской волны. Показано, что эти потенциалы могут быть абсолютно прозрачными лишь при n = 2. В явном виде получено уравнение для определения всех возможных видов одномерных абсолютно-прозрачных потенциалов. Проанализировано рассеяние частицы на сферическисимметричном потенциале $V(r) = \pm \alpha/(r - r_0)^n$ с учетом возможности абсолютной прозрачности.

F.Cooper et al.// Physics Reports. 1995. V.251. P.267.

ПРОЕКТИРОВАНИЕ 2*αп* ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИИ ЯДРА ⁹Ве НА ⁸Lip, ⁷Lid, ⁶Lit КЛАСТЕРНЫЕ КАНАЛЫ

Н.А. Буркова, К.А. Жаксыбекова, С.С. Григораш, А.В. Машура Казахский национальный университет им. аль-Фараби, г. Алматы

Физическое обоснование $2\alpha N$ – модели в приложении к ядрам с A=9 (⁹Be-⁹Li-⁹B), ее современный статус, а также математический аппарат построения мультикластерных волновых функций (ВФ) представлен в работах [1]. В дальнейшем эта модель, в частности для ядра ⁹Be, была апробирована при описании его электромагнитной структуры [2], в процессах упругого и неупругого рассеяния протонов, а также К⁺-мезонов [3].

С другой стороны, появление новых экспериментальных данных по фоторасщеплению ядра ⁹Ве для различных двухчастичных каналов ⁹Ве(γ ,p), ⁹Ве(γ ,t), ⁹Ве(γ ,³He) и ⁹Ве(γ ,d) [4] явилось стимулом для применения мультикластерной динамической 2 α n модели к описанию двухкластерных каналов, соответствующих образованию изотопов лития и легкого фрагмента [5].

В настоящей работе мы приводим детали математического формализма проектирования ВФ основного состояния ядра ⁹Ве на ⁸Lip, ⁷Lid, ⁶Lit кластерные каналы. При этом, полученные результаты имеют общий вид и могут быть использованы для проектирования исходных волновых функций трехкластерных систем на другие возможные каналы, связанные с перекомпоновкой кластеров (в отличие от простой циклической перестановки относительных координат в начальной ВФ).

Функции относительного движения ⁸Lip, ⁷Lid, ⁶Lit имеют аналитический вид в виде разложения по гауссовскому базису как в координатном, так и в импульсном представлениях. Рассчитаны также спектроскопические факторы отделения p, d и t – кластеров. Исследованы всевозможные апробированные волновые функции изотопов лития ^{8,7,6}Li в моделях αdn [6], αt [7] и αnp [8], соответственно. Полученные результаты могут быть использованы для расчета характеристик реакций фрагментации исходного ядра различными пробными частицами.

- 1. В.Т.Ворончев, В.И.Кукулин и др. // ЯФ. 1994. Т.57. № 11. С.1964; Few-Body Syst. 1995. V.18. P.191.
- 2. С.К.Сахиев // Канд. дисс. Алматы, 1998. 184 с.; М.А.Жусупов, Т.Д.Каипов, С.К.Сахиев // Изв. РАН. Сер. физ. 1996. Т. 60. № 11. С.123.
- М.А.Жусупов, Е.Т.Ибраева // ЯФ. 1998. Т.61. № 1. С.51; Изв. РАН. Сер. физ. 2003. Т.67. № 1. С.103.
- 4. K.Shoda, T.Tanaka // Phys.Rev. C. 1999. V.59. No.1. P.239.
- Н.А.Буркова, К.А.Жаксыбекова, М.А.Жусупов // Вест.КазНУ. Сер.физ. 2002. №2(13). С.165; Н.А.Буркова, К.А.Жаксыбекова // Вест. КазНУ. Сер. физ. 2003. №2(15). С.25.
- 6. М.А.Жусупов, Ш.Ш.Сагиндыков, С.К.Сахиев // Изв. РАН. Сер. физ. 2001. Т.65. № 5. С.725.
- 7. С.Б.Дубовиченко, А.В.Джазаиров-Кахраманов // ЯФ. 1993. Т.56. С.87.
- 8. V.I.Kukulin et al. // Nucl. Phys. A. 1984. V.417. P.128.

АНАЛИЗ ОДНОЧАСТИЧНЫХ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ЛЕГКИХ ЯДЕР В МОДЕЛИ НИЛЬССОНА

¹А.Н. Водин, ¹Л.П. Корда, ²В.Ю. Корда

¹ ННЦ "Харьковский физико-технический институт", Харьков, Украина ² НТЦ электрофизической обработки НАН Украины, Харьков, Украина

Модель Нильссона позволяет успешно описывать свойства основных состояний легких ядер 4 < A < 32, включая спины, четности, магнитные и квадрупольные моменты и т. д. [1]. С помощью модифицированной модели Нильссона [2-4], в которой одночастичные состояния ядра характеризуются различной деформацией, удалось более адекватно согласовать экспериментальные вероятности электромагнитных переходов между одночастичными возбужденными уровнями легких ядер.

В указанной модели нами рассчитаны энергии и квантовые характеристики одночастичных высоковозбужденных состояний легких ядер. Показано, что согласовать эти данные с данными эксперимента можно, если учесть зависимости от деформации весов, с которыми операторы спинорбитального взаимодействия и квадрата орбитального момента входят в гамильтониан. Исследованные зависимости не приводят к искажению одночастичного спектра оболочечной модели в отсутствие деформации. Установлено, что деформация ядер не является равновесной в тех областях изменения величин деформации, для которых возможно достичь удовлетворительного описания вероятностей электромагнитных переходов между одночастичными возбужденными состояниями ядер. В связи с этим сделано предположение, что учет зависимостей от деформации величин спинорбитального взаимодействия и взаимодействия пропорционального квадрату орбитального момента позволит выявить области равновесной деформации ядер в возбужденных состояниях, где возможно количественное описание всей совокупности имеющихся статических и динамических экспериментальных данных.

- 1. В.Ю.Гончар, Е.В.Инопин, С.П.Цытко. // Легкие ядра и обобщенная модель. Препринт XФТИ. 1959. Д-001. 37 С.
- 2. Е.В.Инопин, Е.Г.Копанец, Л.П.Корда, В.Я.Костин, А.А.Коваль. // ВАНТ. Серия: физика высоких энергий и атомного ядра. 1975. Вып. 3 (15). С. 31.
- Е.Г.Копанец, Е.В.Инопин, Л.П.Корда. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1975. Т. 39. № 10. С. 2032.
- 4. Е.Г.Копанец, Е.В.Инопин, Л.П.Корда, В.Я.Костин, А.А.Коваль. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1976. Т.40. № 4. С.780.

ПРИРОДА МОЛЕКУЛЯРНЫХ СОСТОЯНИЙ В ¹⁸О И КЛАСТЕРНАЯ БОЗОННАЯ МОДЕЛЬ

А.Б. Кабулов, Г. Баимбетова Казахский Национальный Педагогический Университет им. Абая

В легких ядрах ($A \le 20$) могут проявляться различные формы движений нуклонов – это и частичные, и коллективные, и кластерные, и, естественно, их корреляции. В последние годы в ядре ¹⁸О были обнаружены α + ¹⁴C молекулярные полосы:

дипольная

0⁺₂(3,63 МэВ), 1⁻₁(4,46 МэВ), 2⁺₃(5,26 МэВ), 3⁻₃(8,29 МэВ), 4⁻₃(10,29 МэВ) и полоса α-передачи

3⁻₁(5,10 M₃B), 4⁺₂(7,12 M₃B), 5⁻₁(8,13 M₃B), 6⁺₁(11,69 M₃B) [1].

Для исследования структуры этих полос в настоящей работе применяется кластерная бозонная модель $U(6) \otimes U(4)$ [2], включающая коллективную (квадрупольную), кластерную (дипольную) переменные, а также взаимосвязь квадрупольных и дипольных степеней свободы. В нашей модели $U(6) \supset SU(5)$ редукция генерирует коллективные состояния, а $U(4) \supset U(3)$ симметрия формирует кластерные полосы. Состояния дипольной полосы 0_2^+ , 1_1^- , 2_3^+ , 3_3^- , 4_3^- интерпретируется нами как α -кластерные, а уровни полосы α -передачи 3_1^- , 4_2^+ , 5_1^- , 6_1^+ - как результат корреляции кластерных и коллективных квадрупольных.

Сравнение с экспериментальными данными [1] позволило получить следующие параметры теории $\varepsilon_p = 0,6M_{\ni}B$, $\beta = 0,2M_{\ni}B$, $\alpha=0$, $\varepsilon_d = 1,5M_{\ni}B$, $X_3 = -0,3M_{\ni}B$, $q_2^2 = 3,3e.B.$, $q_1^2 = 10^{-2}e.B.$. Теория правильно передает наблюдаемые на эксперименте α -кластерные состояния и переходы между ними, а также предсказывает новые кластерные состояния при более высоких энергиях возбуждения.

- 1. V.S.Shirley. Tables of Isotopes. New York: Jon Wiley and Sons, 1996.
- К.Бактыбаев, А.Б.Кабулов, Г.С.Кабулова, К.Раманкулов // Изв. РАН. Сер. физ. 1996. Т.60. №5. С.118.

ФОРМУЛА ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРНЫХ ЭНЕРГИЙ НУКЛОНОВ

А.И. Зиппа, Ю.Н. Новиков, В.А. Сергиенко Санкт-Петербургский Государственный Университет, Россия

Парная энергия нуклонов (Δ) приблизительно равна расстоянию между четно-четной массовой поверхностью и массовой поверхностью ядер с нечетным *A*. Δ в окрестности какого-либо ядра можно интерполировать разностными формулами. В формулы входит масса ядра, парная энергия которого определяется, и нескольких соседних ядер. В литературе [1, 2, 3] используются трех-, четырех- и пятичленная формулы. В случае четырех-членной формулы выбор ядер, соседних с данным, можно осуществить двумя способами, что приводит к неоднозначным результатам. Такой недостаток отсутствует у формул с нечетным числом членов.

Как показано в работе [2], значения Δ , вычисленные по 3- и 5-членной формулам, значительно отличаются. Для того чтобы выяснить влияние числа используемых масс на расчетное значение Δ , мы вывели формулу, включающую семь значений масс, и вычислили Δ для нейтронов и протонов по 5- и 7-членным формулам в области ядер с A=100-250. Значения масс нуклидов были приняты по данным работы [4].

Вывод формулы с семью членами основан на представлении массы ядра M(Z,N) с помощью гладкой функции четно-четной массовой поверхности f(Z,N) и парного члена $\Delta: M(Z,N)=f(Z,N)+\Delta$. Такие уравнения составляются для семи соседних ядер. Функция f(Z,N) разлагается в ряд Тейлора по Z или N до производной 5 порядка включительно. Система из семи уравнений решалась относительно Δ . Полученная нами формула имеет вид:

$$\Delta(\zeta) = \frac{(-1)^{\zeta}}{32} \left[M(\zeta-3) - 6M(\zeta-2) + 15M(\zeta-1) - 20M(\zeta) + 15M(\zeta+1) - 6M(\zeta+2) + M(\zeta+3) \right],$$

где *с* – число нейтронов (в случае парной энергии нейтронов) или число протонов (в случае парной энергии протонов).

Расчеты по 5- и 7-членным формулам показывают, что значения нейтронной парной энергии для многих ядер в пределах погрешностей совпадают. Заметные отличия наблюдаются для протонной парной энергии и значительные – для протонной и нейтронной парных энергий вблизи магических ядер. Применение формул с большим числом членов может приводить к некоторому усреднению свойств ядер, что может отразиться на точности определения парных энергий.

- 1. P.Möller, J.R.Nix // Nucl. Phys. A. 1992. V.536. P.20.
- 2. M.Bender et al. // Eur. Phys. J. A. 2000. V.8. P.59.
- 3. T. Duguet et al. // Phys. Rev. C. 2001. V.65. 04311.
- 4. G.Audi, A.H.Wapstra // Nucl. Phys. A. 1995. V.595. P.409.

QUASILOCAL DENSITY FUNCTIONAL THEORY WITH ACCOUNT OF PAIRING CORRELATIONS

S. Krewald¹, V.B. Soubbotin², V.I. Tselyaev², X. Viňas³ ¹Institut für Kernphysik, Forschungszentrum Jülich, Jülich, Germany ²St. Petersburg State University, St.Petersburg, Russia ³Universitat de Barcelona, Barcelona, Spain

Although both the theory of superconductivity and the density functional theory (DFT) have a long history the models taking into account pairing correlations within the framework of the DFT appeared not so long ago. The first generalization of the DFT in this direction was developed in Ref. [1] for superconductors. However, essential feature of this theory is the nonconservation of the number of particles in the superconducting Fermi system. In view of this the application of the DFT for superconductors to atoms, molecules, and atomic nuclei, where the pairing correlations may be important but the number of particles is exactly conserved, requires an additional foundation. So the main goal of our paper is the rigorous formulation of the extended version of the DFT taking into account the pairing correlations under the condition of particle-number conservation. Our method is a generalization of the quasilocal DFT (QLDFT) developed in Ref. [2]. The present approach is based on the formalism of the extended density matrix (EDM, see, e. g., Ref. [3]). The total energy functional depending on the EDM is defined. Reduction of this functional to the quasilocal form is performed following the method of Ref. [2]. The equations of motion are obtained by the usual way from the variation principle. They do not contain any integral operators, and have the same form as the equations of the Hartree-Fock-Bogoliubov (HFB) theory. The relationship (and the difference) between our approach and the HFB theory is analogous to the relationship between the QLDFT and the density-dependent Hartree-Fock theory that was discussed in more detail in [2].

- 1. L.N.Oliveira, E.K.U.Gross, W.Kohn // Phys. Rev. Lett. 1988. V.60. P.2430.
- 2. V.B.Soubbotin, V.I.Tselyaev, X.Viñas // Phys. Rev. C. 2003. V.67. P.014324.
- 3. P.Ring, P.Schuck // The Nuclear Many-Body Problem. New York: Springer-Verlag.

ПАРАМЕТРИЗАЦИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ФУНКЦИОНАЛА ПЛОТНОСТИ С МЗҮ-ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ В ЯДЕРНОЙ МАТЕРИИ

Ю.И. Коваленко, В.Б. Субботин, В.И. Целяев Санкт-Петербургский государственный университет, С.-Петербург, Россия

МЗУ-взаимодействие [1] широко используется в качестве эффективных нуклон-нуклонных сил в теории ядерных реакций. В то же время применение МЗУ-взаимодействия в теории ядерной структуры затруднено в связи с тем, что если не учитывать остаточные корреляции, то обычное приближение Хартри-Фока с этим взаимодействием не воспроизводит даже основные характеристики ядерной материи. В данной работе мы рассматри-МЗҮ-взаимодействия использования возможность В ядерноваем структурных задачах в рамках теории квазилокального энергетического функционала плотности [2]. Согласно развитой в [2] схеме, МЗУвзаимодействие в его исходной форме [1] определяет хартри-фоковскую часть энергетического функционала E_0^{QL} . Вклад неучтенных в E_0^{QL} корреляций содержится в функционале остаточной корреляционной энергии Е_{РС} который мы выбираем в параметрической форме:

$$E_{RC} = \frac{t_{RC}}{4} \int d\vec{r} \left[(2 + x_{RC}) \rho^2(\vec{r}) - (2x_{RC} + 1)(\rho_n^2(\vec{r}) + \rho_p^2(\vec{r})) \right] \rho^\alpha(\vec{r}) \left(1 + \frac{\xi_{RC}}{1 + r_{RC}k(\vec{r})} \right),$$

где ρ_n и ρ_p - нейтронная и протонная плотности, $\rho = \rho_n + \rho_p$, $k = (3\pi^2 \rho/2)^{1/3}$. Параметры t_{RC} , r_{RC} и ξ_{RC} определялись при фиксированном значении параметра $\alpha = 1/3$ из условия описания основных характеристик симметричной ядерной материи: энергии связи на нуклон (- 15.8 МэВ), импульса Ферми (1.36 фм⁻¹) и модуля сжатия (230 МэВ). Кроме указанных условий, полученные значения этих параметров ($t_{RC} = 1465.41$ МэВ фм⁻⁴, $r_{RC} = 1.62516$ фм, $\xi_{RC} = -2.95786$) удовлетворяют также условию стабильности ядерной материи относительно коллапса. Параметр x_{RC} не входит в уравнение состояния ядерной материи, и должен быть определен по расчетам характеристик основных состояний конечных ядер. В этих расчетах должны также быть уточнены и полученные оценки значений остальных параметров функционала E_{RC} .

- 1. G.Bertsch, J.Borysowicz, H.McManus, W.G.Love // Nucl. Phys. A. 1977. V.284. P.399.
- 2. V.B.Soubbotin, V.I.Tselyaev, X.Viñas // Phys. Rev. C. 2003. V.67. P.014324.

РАСЧЕТЫ СТРУКТУРЫ АТОМНЫХ ЯДЕР МЕТОДОМ ХАРТРИ-ФОКА

В.И. Куприков¹, А.П. Созник², В.Н. Тарасов², Н.А. Чеканов³, Д.В. Тарасов¹

¹ Национальный научный центр "Харьковский физико-технический институт", Харьков, Украина

² Академия пожарной безопасности Украины, Харьков, Украина ³Белгородский государственный университет, Белгород

Для изучения свойств ядер широко используется метод Хартри-Фока (ХФ) с эффективным взаимодействием Скирма [1, 2]. Этим методом удаётся хорошо описать такие ядерные характеристики, как энергии связи, средние квадраты зарядовых радиусов (СКРЗ), электромагнитные мультипольные моменты (ЭММ) ядер и др. Важная особенность рассматриваемого подхода состоит в том, что для расчетов характеристик отдельных атомных ядер или их больших групп используется один и тот же набор параметров эффективного взаимодействия без подгонки его параметров для каждой области N и Z. При этом описание свойств ядер методом ХФ даёт хорошие результаты не только для β -стабильных чётно-чётных сферических и деформированных ядер, но для нейтронодефицитных и нейтроноизбыточных ядер, близких к границе нуклонной стабильности (см. напр. [3] и ссылки там же).

В настоящей работе представлены некоторые результаты наших расчетов СКРЗ и ЭММ методом ХФ с силами Скирма в сравнении с экспериментальными данными для трёх групп цепочек изотопов 1) изотопы Sr; 2) изотопы Ba, Nd, Sm, Gd; 3) изотопы Ra, U. В указанных областях свойства перечисленных изотопов имеют свои особенности, и в каждой из групп изотопов проявляются свои нейтронные магические числа. Для длинных цепочек изотопов каждой из рассмотренных групп получено удовлетворительное согласие результатов расчетов изменений СКРЗ и ЭММ с экспериментальными данными. Показано, что отклонение от магических чисел N=50, 82, 126 числа нейтронов в сторону как увеличения, так и уменьшения приводит к возрастанию деформации. Интересно отметить, что в области N<82 для изотопов Ba, Nd, Sm и Gd получено хорошее описание экспериментально наблюдаемой Z-зависимости изотопических изменений СКРЗ $\Delta \langle r^2 \rangle$. Показано, что возникновение Z-зависимости обусловлено оболочечными эффектами и спариванием, а наличие деформаций у ядер только усиливает эти эффекты.

D.Vautherin., D.M.Brink // Phys. Rev. C. 1972. V.5. P.626.

T.H.R.Skyrme // Phyl. Mag. 1965. V.1. №12. P.1034.

Б.И.Барц и др. // Метод Хартри-Фока в теории ядра. Киев: Наук.думка, 1982.

НОВАЯ ЭМПИРИКО-АНАЛИТИЧЕСКОЙ ТРАКТОВКА СТРУКТУРЫ ЯДЕРНЫХ УРОВНЕЙ

Н.И. Тарантин

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

Известны несколько приемов трактовки структуры ядерных уровней и выявления магических чисел. Эти приемы используют не очень наглядные отклонения энергии связи двух последних протонов или нейтронов, отклонения энергии спаривания нуклонов и энергии α- и β-распадов от монотоннного хода в зависимости от массового числа ядра. Если руководствоваться возможной аналогией между заполнением нуклонами ядерных оболочек и заполнением электронами атомных оболочек, то полное заполнение ядерной оболочки должно сопровождаться увеличением одиночных энергий связи нуклона в конце оболочки и резким уменьшением этой энергии в начале следующей оболочки.

Более наглядные девиации одиночной энергии связи нуклона вычислялись по полученной в [1] формуле, основанной на сравнении экспериментально измеренных масс шести соседних ядер. При этом в девиациях одиночной энергии связи нуклона не проявлялись эффекты четности и спаривания нуклонов в ядре, а проявились лишь скачки одиночной энергии связи в конце и начале заполнения известных оболочек. Эти скачки энергии использовались для вычисления энергетических промежутков между положениями серий уровней двух соседних нуклонных слоев.

Полученные результаты показали, что большими значениями энергетических промежутков (до 3 МэВ) отмечены нуклиды со следующими известными магическими числами нейтронов N=126, 82, 50, 28, 20 и протонов Z= 82, 50, 28, 20. Наряду с этим выявлены девиации, отвечающие заметным энергетическим промежуткам, над уровнями с числами нуклонного заполнения N = 56, 30, 15, 14 и Z = 15, 14. Полученные результаты обсуждаются с точки зрения возможного существования в ядрах новых оболочек и подоболочек и в том числе - оболочек с нечетным числом нуклонов.

1. N.I.Tarantin // The Intern. Conf. "*Nuclear Structure and Related Topics*". Dubna, Russia, June 6-10, 2000. Contributons, P.81.

О ВРАЩАТЕЛЬНО ВИБРАЦИОННЫХ СОСТОЯНИЯХ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР С КВАДРУПОЛЬНОЙ И ОКТУПОЛЬНОЙ ДЕФОРМАЦИЯМИ

Ш. Шарипов, М.С. Надирбеков Институт Ядерной Физики Академии Наук Узбекистана

Получены простые аналитические выражения для энергии уровней, приведенных вероятностей *E2* и *E1*-переходов деформированных аксиально-симметричных ядер с квадрупольной и октупольной деформациями.

Энергии уровней положительной четности определяется параметром Δ_{ν}^{+} , а отрицательной четности определяются двумя параметрами Δ_{ν}^{+} и Δ_{ν}^{-} , где всегда $\Delta_{\nu}^{+} < \Delta_{\nu}^{-}$. Отношения приведенных вероятностей *E*2-переходов также определяются параметрами Δ_{ν}^{+} или Δ_{ν}^{-} , а *E*1-переходов определяются двумя параметрами Δ_{ν}^{+} .

В теоретических вычислениях энергий уровней колебательное квантовое число не целое и является решением трансцендентного уравнения. При вычислениях же приведенных вероятностей E2 и E1-переходов оно берется целым числом. Сравнение теоретических расчетов с экспериментальными данными для ядер ¹⁰⁴Ru, ¹⁶⁶Er, ²²⁶Ra, ²³⁸U показывает, что модель удовлетворительно описывает энергии уровней, приведенные вероятности E2- и E1-переходов деформированных аксиально-симметричных четночетных ядер, включая высокоспиновые состояния.

МНОГОЧЛЕНЫ ЭЙЛЕРА И ПРОБЛЕМА НАХОЖДЕНИЯ КРАТНОСТИ СОСТОЯНИЙ МНОГОФОНОННОЙ СИСТЕМЫ

В.С. Замиралов

НИИЯФ МГУ им. Д.В.Скобельцына, Москва

Проблема нахождения кратности состояний с определенным значением проекции полного момента системы при разложении прямого произведения моментов нескольких фононов связана с разложением многочленов Эйлера [1].

Пусть, к примеру, дано прямое произведение угловых моментов j=2 трех фононов. Перейдем от проекций $j_3^k k=1,2,3$, к набору положительных целых чисел: из проекции каждого фонона вычтем 3 ($(j_3^{max,k}+1), k=1,2,3,$ для j=2) и изменим все знаки на обратные. Для каждой проекции $J_3=j_3^1+j_3^2+j_3^3$ получим число равное ($-J_3+9$), составленное из трех целых чисел от 1 до 5 (несколькими способами):

 $J_3=6$ 3=1+1+1;

$$J_3=5$$
 $4=2+1+1;$

 $J_3=4$ 5=3+1+1, 5=2+2+1;

 $J_3=3$ 6=4+1+1, 6=3+2+1, 6=2+2+2;

 $J_3=2$ 7=5+1+1, 7=4+2+1, 7=3+2+2, 7=3+3+1;

 $J_3=1$ 8=5+2+1, 8=4+3+1, 8=4+2+2, 8=3+3+2;

 $J_3=0$ 9=5+3+1, 9=4+4+1, 9=5+2+2, 9=4+3+2, 9=3+3+3.

Эта задача восходит к проблеме Эйлера о числе способов, которыми можно построить заданное число (от 3 до 9) сложением целых чисел (1,...,5) [1]. Она решается обращением к многочлену Эйлера вида конечной дроби:

$$\frac{1}{[(1-xz)(1-x^2z)(1-x^3z)(1-x^4z)(1-x^5z)]}$$
(1)

При делении (1) дает произведение многочленов, в которых мы удерживаем члены вплоть до z^3 (3 фонона):

$$(1+xz+x^{2}z^{2}+x^{3}z^{3}+...)(1+x^{2}z+x^{4}z^{2}+x^{6}z^{3}+...)(1+x^{3}z+x^{6}z^{2}+x^{9}z^{3}+...)\times$$

 $\times (1+x^4z+x^6z^2+x^{12}z^3+...)(1+x^3z+x^{10}z^2+...)$. Ограничение пятью сомножителями в (1) задает условие о составлении заданного числа из чисел 1, 2, 3, 4, 5. Перемножив многочлены, убеждаемся (см., напр., [2-3]), что коэффициент N при $x^n z^3$, $3 \le n \le 9$ дает кратность состояний системы из трех фононов спина 2 с проекцией (-*n*+9):

 $z^{3}(1 x^{3}+1 x^{4}+2 x^{5}+3 x^{6}+4 x^{7}+4 x^{8}+5 x^{9}).$

Многочлен Эйлера типа (1) дает решение задачи о нахождении кратности состояний системы фононов с определенным значением проекции J_3 для произвольного числа фононов.

- 1. Л.Эйлер. Введение в анализ бесконечных. Т.1. Москва: Физматгиз, 1961.
- 2. S.Benedetti. Nuclear Reactions. N-Y-London-Sydney: Wiley & Sons, Inc., 1965.
- 3. Б.С.Ишханов, И.М.Капитонов, В.Н.Орлин. Модели атомных ядер. Москва: Изд. МГУ, 1997.

ПОЛНОЕ СЕЧЕНИЕ РЕАКЦИИ ⁹Ве(р,α)⁶Li^{*}(3,56 МэВ) ПРИ *E_p*< 2,4 МэВ

С.Н. Абрамович, Л.Н. Генералов РФЯЦ-ВНИИЭФ, Саров, Россия

Мы провели пересмотр результатов, опубликованных в [1] и, обнаружив в них ошибки, повторно представляем эти данные. Ранее функция возбуждения реакции была измерена [2] в области E_p =2,4-3,1 МэВ. В данной работе исследования выполнены при E_p =1,962-2,317 МэВ. В качестве мишени использовался слой бериллия толщиной 93,7 мкг·см⁻², напыленный на 200 мкм танталовую подложку. Мишень располагалась под углом 45° относительно направления протонного пучка. Гамма-кванты регистрировались НРGе-детектором под углом 90° относительно этого же направления. Используя симметрию обращения времени между прямой и обратной реакцией, получили следующую зависимость сечения исследуемой реакции

$$\sigma_{p\alpha} = \frac{(2I_{\alpha}+1)(2I_{6L}^{*}+1) \cdot m_{\alpha} \cdot M_{6Li}^{*}(m_{p}+M_{9Be})^{2} \cdot S_{\alpha}}{8(2I_{p}+1)(2I_{9Be}+1)m_{p} \cdot (M_{9Be})^{2} \cdot (m_{\alpha}+M_{6Li}^{*}) \cdot E_{p}} \exp\left[-\frac{E_{g}}{E_{\alpha}^{c}}\right]^{1/2}$$

где S_{α} , $E_g = 84,708$ МэВ соответственно астрофизический фактор и энергия Гамова для ⁶Li^{*}(3,56МэВ)+ α ; E_{α}^{c} -кинетическая энергия вылетающей α -частицы в системе центра масс ⁶Li^{*}(3,56МэВ) и α ; $m_p, m_{\alpha}, M_{^9Be}$ - массы протона, α -частицы и ⁹Be, соответственно; $I_p=1/2$, $I_{\alpha}=0$, $I_{^9Be}=3/2$, $I_{^6L_{1}^*}=0$ - спины протона, α -частицы, ⁹Be и ⁶Li^{*}(3,56МэВ), соответственно. В интервавле $E_p=1,962-2,317$ МэВ S_{α} -фактор хорошо описывается линейной зависимостью: $S_{\alpha}=S_0+A \cdot E_p$ с $S_0=-416,7$ МэВ•б и A=303,76. Если предположить, что эта зависимость сохранится до $E_p=1,588$ МэВ- порога реакции ⁹Be(p, α)⁶Li^{*}(3,56 МэВ), то оценку сечения этой реакции можно проводить и при $E_p<1,9$ МэВ, где величина сечения резко падает, поэтому его измерение затруднено или невозможно.

^{1.} Л.Н.Генералов, С.Н.Абрамович // Тез. LIII Совещания по яд. спектр. и структ. атом. ядра. Москва. 2003. С.151.

Л.Н.Генералов, С.Н.Абрамович, А.Г.Звенигородский и др.// Изв. АН. Сер. физ. 2003. Т.67. № 10. С.1441.

НЕЙТРОННЫЕ ПОДОБОЛОЧКИ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ИЗОТОПОВ ХРОМА

О.В. Беспалова, И.Н. Бобошин, В.В. Варламов, Т.А. Ермакова, А.В. Изотова, Б.С. Ишханов, Е.А. Романовский, Т.И. Спасская, Т.П. Тимохина

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В.Скобельцына Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова

В [1] определены параметры эффективного взаимодействия для ядер *pf* оболочки, и в рамках многочастичной оболоченной модели (MOM) вычислены одночастичные энергии нейтронных уровней E_{nlj}^{MOM} в ядрах ⁴⁸⁻⁶²Cr. Показано, что при N = 34 (⁵⁸Cr) энергетическая щель между $2p_{1/2}$ и $lf_{5/2}$ состояниями достигает максимальной величины, что может быть связано с магичностью числа N = 34.

В настоящей работе методом согласования данных по срыву и подхвату нейтрона на одном и том же ядре получены экспериментальные значения энергий E_{nlj}^{sscn} и вероятностей заполнения одночастичных орбит N_{nlj}^{sscn} для изотопов 50,52,54 Cr. В Таблице 1 приведены величины N_{nlj}^{sscn} и $-E_{nlj}^{MOM}$ (в МэВ) для $2s_{1/2} - 2p_{1/2}$ состояний. В скобках указаны погрешности в их определении. Полученные экспериментальные данные проанализированы в рамках дисперсионной оптической модели (ДОМ). Показано хорошее соответствие E_{nlj}^{AOM} величинам E_{nlj}^{sscn} и E_{nlj}^{MOM} для 50,52,54 Cr. С использованием экстраполированных из области стабильных ядер параметров дисперсионного оптического потенциала на область нестабильных ядер 56,58,60,62 Cr определены величины E_{nlj}^{AOM} для $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$ и $1f_{5/2}$ нейтронных состояний. Найдено, что в рамках ДОМ расчетная величина щели между $2p_{1/2}$ и $1f_{5/2}$ состояниями такая же, как вычисленная в рамках MOM.

Таблица 1. Заселенности $N_{nlj}^{\scriptscriptstyle эксn}$ (верхние значения) и энергии – $E_{nlj}^{\scriptscriptstyle эксn}$ (МэВ) нейтронных одночастичных состояний ядер 50,52,54 Cr

	$2s_{1/2}$	1d _{3/2}	$1f_{7/2}$	2p _{3/2}	$1f_{5/2}$	2p _{1/2}
⁵⁰ Cr	-	0.96 (0.04)	0.58 (0.12)	0.12 (0.10)	-	0.13 (0.10)
	-	16.78 (1.94)	12.31 (1.47)	7.63 (1.12)	-	6.94 (1.66)
⁵² Cr	0.84 (0.10)	0.85 (0.15)	0.86 (0.10)	0.05 (0.03)	-	0.08 (0.06)
	15.31 (2.08)	15.91 (2.26)	12.51 (1.51)	7.23 (0.80)	-	6.24 (1.1)
⁵⁴ Cr	0.87 (0.09)	0.90 (0.05)	0.97 (0.03)	0.34 (0.05)	0.27 (0.03)	0.25 (0.05)
	14.49 (1.60)	15.98 (1.64)	13.18 (1.35)	7.15 (0.71)	6.53 (0.65)	6.33 (0.67)

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ НШ-1619.2003.2 для ведущих научных школ.

 M.Honma, T.Otsuka, B.A.Brown, T.Mizusaki.// Phys.Rev. 2002. V.65. P.061301(R).

ПРОТОННЫЕ ПОДОБОЛОЧКИ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ИЗОТОПОВ ЖЕЛЕЗА

О.В. Беспалова, И.Н. Бобошин, В.В. Варламов, А.В. Изотова,

Б.С. Ишханов, Е.А. Романовский, Т.И. Спасская, Т.П. Тимохина

Научно-тсследовательский институт ядерной физики им. Д.В.Скобельцына Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова

В [1] исследовались нейтронные подоболочки четно-четных ядер Fe, и было показано, как по мере увеличения числа нейтронов от N = 28 (ядро $^{54}_{26}$ Fe₂₈) до N = 32 (ядро $^{58}_{26}$ Fe₃₂) происходит уменьшение энергетической щели между If_{7/2} и 2p_{3/2} состояниями. Представляет интерес проследить, как увеличение числа нейтронов в изотопах Fe сказывается на изменении величины энергии 1f_{7/2} - 2p_{3/2} щели для протонных состояний. В настоящей работе методом согласования данных по срыву и подхвату протона на одном и том же ядре определены значения E_{nlj}^{skcn} для протонных одночастичных состояний ядер ^{54,56,58} Fe, вероятности заполнения и фрагментационные ширины состояний с квантовыми числами n, l, j. Так же, как и в [1], анализ полученных экспериментальных данных проведен в рамках дисперсионной оптической модели (ДОМ). Показано, что значения $E_{nli}^{ДОМ}$ согласуются с Е_{ин} в пределах ~10% погрешности. Обнаружено, что с увеличением числа нейтронов в изотопе величина энергетической щели между протонными $lf_{7/2}$ и $2p_{3/2}$ состояниями уменьшается примерно так же, как для нейтронных состояний, что находит объяснение в рамках дисперсионной оптической модели.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ НШ-1619.2003.2 для ведущих научных школ.

1. О.В.Беспалова и др. // Тезисы 53 Международного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра "Ядро 2003". СПб. С.60.

НЕЙТРОННЫЕ И ПРОТОННЫЕ ПОДОБОЛОЧКИ ИЗОТОПОВ ^{112,124}Sn

О.В. Беспалова, И.Н. Бобошин, В.В. Варламов, Т.А. Ермакова, Б.С. Ишханов, Е.А. Романовский, Т.И. Спасская, Т.П. Тимохина Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В.Скобельцына Московского государственного университета им М.В.Ломоносова

В работе [1] методом согласования данных по срыву и подхвату нуклонов на одном и том же ядре получены уточненные экспериментальные значения энергий $E_{nlj}^{3\kappa cn}$ и вероятностей заполнения одночастичных орбиталей N_{nii}^{эксп} для изотопов ^{116,118,120}Sn, и показано, что вычисленные по дисперсионной оптической модели (ДОМ) величины $E_{nli}^{\text{ДОМ}}$ в пределах ~10% погрешности согласуются с $E_{nlj}^{\scriptscriptstyle эксn}$. На основе достигнутого соответствия между E_{nlj}^{AOM} и E_{nlj}^{skcn} обоснован расчет величин E_{nlj}^{AOM} для четно-четных изотопов от ¹⁰⁰Sn до ¹³²Sn. Для нахождения зависимостей параметров дисперсионного оптического потенциала (ДОП) от величины массового числа А важна дополнительная информация по $N_{nlj}^{\mathfrak{scn}}$ и $E_{nlj}^{\mathfrak{scn}}$ для стабильных четночетных изотопов Sn c 116>A>120. Такие данные получены в настоящей работе для нейтронных и протонных подоболочек ^{112,124}Sn вблизи энергий Ферми. В качестве примера в Таблице 1 приведены величины N_{nli}^{SKCR} и $-E_{nli}^{SKCR}$ ^{112,124}Sn. В скобках (в МэВ) для нейтронных одночастичных состояний указаны погрешности в их определении. Полученные значения использованы для определения параметров ДОП для систем n,p+^{112,124}Sn. Эти параметры вместе с найденными в [1] параметрами ДОП для систем $n,p+^{116,118,120}$ Sn позволили найти экстраполированные на области $100 \le A \le$ 112 и 124 $\leq A \leq$ 132 параметры ДОП для вычислений E_{nli}^{AOM} для нейтронных и протонных состояний четно-четных изотопов Sn.

Таблица 1. Заселенности $N_{nlj}^{\scriptscriptstyle эксn}$ (верхние значения) и энергии – $E_{nlj}^{\scriptscriptstyle эксn}$	(МэВ)
нейтронных одночастичных состояний ядер ¹¹² Sn и ¹²⁴ Sn.	

	$1g_{7/2}$	2d _{5/2}	$3s_{1/2}$	2d _{3/2}	$1h_{11/2}$
112 Sn	0.69 (0.07)	0.75 (0.07)	0.18 (0.04)	0.16 (0.03)	0.10 (0.06)
	10.10 (1.04)	10.07 (1.01)	8.27 (0.83)	7.84 (0.78)	7.51 (0.80)
¹²⁴ Sn	-	0.97 (0.03)	0.89 (0.05)	0.70 (0.07)	0.36 (0.02)
	-	9.68 (0.97)	8.28 (0.83)	7.67 (0.76)	5.08 (0.55)

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ НШ-1619.2003.2 для ведущих научных школ.

^{1.} О.В.Беспалова и др. // Тезисы 53 Международного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. "Ядро 2003". СПб. С.61.

ОБРАЗОВАНИЕ ЛЕГКИХ ИЗОТОПОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПРОТОНОВ И ДЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 3.65 ГэВ/НУКЛОН НА РАЗДЕЛЕННЫХ ИЗОТОПАХ ОЛОВА

А.Р. Балабекян^{1,2}, А.С. Данагулян¹, Дж.Р. Дрноян¹, Г.О. Оганесян¹, И. Адам^{2,3}, В.Г. Калинников², М.И. Кривопустов², В.С. Пронских², В.И. Стегайлов², А.А. Солнышкин², П. Чалоун^{2,3}, В. Цупко-Ситников² ¹ Ереванский государственный университет, Армения ² ОИЯИ, Дубна, Россия, ³ ИЯФ АН Чехия, Ржеж

Мишени, представляющие из себя металлические фольги, состоящие из разделенных изотопов олова ¹¹²Sn, ¹¹⁸Sn, ¹²⁰Sn, ¹²⁴Sn, облучались протонными и дейтронными пучками с энергией 3.65 *A* ГэВ. Исследование выходов продуктов реакции в массовой области 7<*A*<60 производилось методом наведенной активности. Полученные радиоактивные ядра идентифицировались по характерным γ -линиям и по периодам полураспадов. Для мониторирования пучков использовали реакции ²⁷Al(d,3p2n)²⁴Na и ²⁷Al(p,3pn)²⁴Na с известными в литературе сечениями.

Получены сечения образования ~ 16 продуктов из каждой мишени олова. С целью определения механизма образования легких продуктов экспериментальные результаты анализировались с точки зрения:

- степенной зависимости сечения от массовых и зарядовых чисел;

- изоспиновой зависимости.

Исследования показали, что для полученных продуктов существуют зависимости $\sigma(A_f) \approx A_f^{-r}$, $\sigma(Z_f) \approx Z_f^{-r}$. Для разных мишеней τ принимает значения в пределах $\tau=1.5\div2$. Расчеты по СММ модели [1] для вышеуказанной массовой области продуктов также дают степенную зависимость с $\tau\approx2.2$.

Изоспиновая зависимость полученных экспериментальных данных показывает существование изоскейлинга, который описывается формулой:

 $R_{21}(t_3) = Y_2(N,Z)/Y_1(N,Z) = \exp(C + Bt_3)$,

где Y_2 и Y_1 выходы фрагментов из разных мишеней, t_3 третья проекция изоспина фрагмента, а *C* и *B* параметры [2]. Для пар мишени ¹²⁴Sn/¹¹²Sn параметр *B* принимает значение $B=0.43\pm0,18$.

Сделанный анализ указывает на образование легких продуктов в результате мультифрагментации, что объясняется фазовым переходом «жидкость-туман», который происходит в горячей ядерной материи, наступающей при облучении ядра-мишени высокоэнергетичной частицей.

^{1.} J.P.Bandorf, A.S.Botvina, et al. // Phys. Rep. 1995. V.257. P.133.

^{2.} A.R.Balabekyan, A.S.Danagulyan, et al. // Nucl. Phys. A. (to be published).

TRANSMUTATION STUDIES OF ¹²⁹I IN EXPERIMENT WITH THE LEAD TARGET WITH THE URANIUM BLANKET AND JINR NUCLOTRON PROTON BEAM WITH THE ENERGY 1.5 GeV

J. Adam^{1,2}, A.R. Balabekyan^{1,6}, R. Brandt³, W. Westmeier³, V. Henzl², D. Henzlova², V. Wagner², O.S. Zaveryukha¹, M. Zamani⁴, V.G. Kalinnikov¹, M.I. Krivopustov¹, A. Kugler², E.-J. Langrock⁵, R. Odoj³, A.V. Pavlyuk¹, V.S. Pronskikh¹, H. Robotham³, K. Siemon³, V.I. Stegailov¹, A.A. Solnyshkin¹, A.N. Sosnin¹, V.M. Tsupko-Sitnikov¹, D. Chultem¹ ¹ Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia ² Institute of Nuclear Physics, Rez/Prague, Czech Republic ³ Kernchemie, Philipps University, Marburg, Germany

⁴ Aristotle University, Thessaloniki, Greece
 ⁵ Forschungsburo FBL (Heuerswerda/Dresden, Germany)
 ⁶ Yerevan State University, Republic of Armenia

The present work is describing the experiment on irradiation of the foursection uranium blanket and is dealing with with the first results of investigation of fission fragment transmutation channels in the field of neutrons generated in the electronuclear target by the proton beam at 1.5 GeV.

Composition and the experimental installation of the four-section uranium blanket including moderator and shielding is described in [1]. Technical design of this model is performed by the Design Institute of Nuclear Power Machine Building (VNIIAM, Moscow, Russia), the metal structure of the model uranium-lead assembly is manufactured at the Laboratory of High Energies.

We used samples of NaI containing 0.772 g of ¹²⁹I and 0.136 g of ¹²⁷I to study the transmutation channels of ¹²⁹I. In order to determine ¹²⁷I contribution accurately we also used two NaI samples containing pure ¹²⁷I, each sample weighted 1.439 g. All the samples were placed onto the surface of the setup. The duration of the irradiation was 11 hours and 10 minutes. The total proton fluence was $1.10(5)\cdot10^{13}$. Time structure of the beam was taken into account.

Induced activity was measured using an HPGe spectrometer with resolution 1.9 keV (60 Co) and relative efficiency 28.3%. Using the code system [2] we calculated relative cross sections (*B*-parameters) and (n,*x*n) reaction rates for individual reaction channels. We also calculated the mass of the material transmuted (m^{720}) in the channel if the target was irradiated by the protons with the current 10 mA and for 720 days (this comparison was made in the connection with the project ISTC 1372).

- 1. Д.Чултэм, М.И.Кривопустов, Ю.Н.Батусов, А.Н.Соснин, И.Адам, О.С.Заверюха, А.В.Павлюк // Препринт Р1-2003-59. Дубна. 2003.
- 2. И.Адам, В.С.Пронских, А.Р.Балабекян, В.Г.Калинников, Я.Мразек, А.Н.Приемышев, Я.Франа // Препринт Р10-2000-28. «Измерительная техника». №1. 2001.

Isotope	$10^6 \cdot B$	$10^{28} \cdot R_{exp}$	m^{720} , mg
130 I	32.5 (17)	70 (4)	27.27
¹²⁶ I	1.28 (11)	2.75 (23)	1.07
124 I	0.36 (3)	0.78 (6)	0.30

Table 1. Experimental values for the ¹²⁹I sample.

Table 2. Experimental values for the two ¹²⁷I samples.

Isotope	Sample № 1 (¹²⁷ I)			Sample № 2 (¹²⁷ I)			
isotope	$10^6 \cdot B$	$10^{28} \cdot R_{exp}$	m^{720},mg	$10^6 \cdot B$	$10^{28} \cdot R_{exp}$	m^{720}, mg	
128 I	102 (7)	216 (15)	85.76	94 (6)	198 (12)	78.88	
126 I	4.62 (26)	9.8 (6)	3.88	5.45 (6)	11.5 (6)	4.57	
124 I	1.32 (8)	2.79 (17)	1.11	1.45 (19)	3.06 (19)	1.22	
123 I	0.73 (6)	1.55 (12)	0.62	0.904 (15)	1.91 (15)	0.76	
121 I	0.231 (21)	0.49 (4)	0.19	0.33 (8)	0.70 (8)	0.28	
120 I	0.085 (14)	0.18 (3)	0.07	0.0836(18)	0.176 (18)	0.07	

ТРАНСМУТАЦИЯ РАДИОАКТИВНОГО ¹²⁹I, ²³⁷Np, ²³⁸Pu, ²³⁹Pu И ²⁴¹Am В ПОЛЕ ВТОРИЧНЫХ НЕЙТРОНОВ УРАН-СВИНЦОВОЙ СБОРКИ, ОБЛУЧАЕМОЙ ПРОТОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 2 ГэВ

И. Адам^{1,2}, А.Р. Балабекян^{1,3}, В.С. Барашенков¹, В. Вестмайер^{1,4}, Н.М. Владимирова¹, В.Г. Калинников¹, К. Катовский^{1,5}, М.И. Кривопустов¹, Х. Кумават^{1,6}, Р. Одой^{1,7}, В.С. Пронских¹,

А.А. Солнышкин¹, В.И. Стегайлов¹, С.Г. Стеценко¹, В.М. Цупко-

Ситников¹.

¹ Объединенный Институт Ядерных Исследований, Дубна, Россия ² Институт Ядерной Физики, Ржеж, Чехия ³ Ереванский Государственны Университет, Армения ⁴ Fachbereich, Philipps University, Marburg, Germany ⁵ Чешский Политехнический Институт, Прага, Чехия ⁶ HENP Lab. Phys.Dep., Univers. of Rajastan, Jaipur, India ⁷ Forschungszentrum Julich (FZJ), Julich, Germany

Представлены результаты облучения РА мишеней на поверхности четырехсекционной уран-свинцовой сборки [1]. Исследовались продукты ядерных реакций в поле вторичных нейтронов при облучении свинцовой мишени сборки протонами 2 ГэВ от Нуклотрона Лаборатории Высоких Энергий ОИЯИ. Облучение длилось 7 часов 43 минуты, интеграл тока составил 1.07(14)х10¹³ протонов. Одновременно с РА мишенями и в том же месте облучалась мишень ¹²⁷I(1.439 г) и пороговые детекторы, которые позволили учесть вклад ¹²⁷I в мишень ¹²⁹I (82.9% ¹²⁹I и 17.1% ¹²⁷I) и получить спектр вторичных нейтронов [2]. Образец ¹²⁹I содержал 0.521г ¹²⁹I и 0.1075г ¹²⁷I; ²³⁷Np- 1.011г; ²³⁸Pu- (0.051г: 72.9% ²³⁸Ри и 16.8% - ²³⁹Ри); ²³⁹Ри- 0.44г и ²⁴¹Ат- 0.186г. Наведенная активность в образцах измерялась HPGe - спектрометрами с разрешением 1.8 кэВ и 1.9 кэВ (⁶⁰Со) и относительной эффективностью 18.9 и 27.7 %. Используя систему программ [3] мы рассчитали скорости реакций В (на грамм мишени и на первичный протон) для наблюдавшихся парциальных (n,γ) и (n,xn) реакций и нашли выход соответствующих продуктов. Используя спектр вторичных нейтронов мы получили сечения наблюдавшихся реакций. В мишени ²⁴¹Am из-за ее высокого собственного РА фона не удалось идентифицировать ядра-продукты. Сделана оценка чувствительности в данных условиях. Для наблюдения вторичных продуктов необходимо увеличение тока протонов на два порядка или обеспечение условий регистрации ядер отдачи из мишени. В Таблице представлена оценка трансмутации (выгорания) для указанных мишеней для тока протонов в 10мА и времени облучения 30 и 720 дней.

Таблица	1.

Ядро	В	I_p	% трансм.	% трансм.
мишень,	[прот. ⁻¹ г ⁻¹]	(2 ЃэВ)	30 дней	720 дней
вторичн.	_	× ,		
нейтр.				
129 I	63.7×10^{-6}	10 мА	0.22	5.28
²³⁷ Np	4.38×10^{-4}	10 мА	2.8	67.1
²³⁸ Pu	3.02×10^{-4}	10 мА	1.93	46.4
²³⁹ Pu	6.47×10^{-4}	10 мА	4.16	99.8

Величины *B* - суммарные значения по всем наблюдавшимся реакциям для данной мишени. Для ¹²⁹I наблюдалось 4 ядра-остатка (изотопы I), для ²³⁷Np- одно ядро (²³⁸Np), для ²³⁸Pu- 5, ²³⁹Pu- 17. В последних двух случаях - осколки деления.

Работа поддержана Грантом МНТС-1372.

- М.І.Кгіvopustov, D.Chultem, J.Adam et al. // Кеrntechnik. 2003. V.68. Р.48; Д.Чултэм, М.И.Кривопустов, Ю.А.Батусов, А.Н.Соснин, И.Адам, О.С.Заверюха, А.В.Павлюк // Препринт ОИЯИ Р1-2003-59, Дубна. 2003.
- 2. H.Kumawat, J.Adam et al. // Unfolding spallation neutron spectra using activated threshold samples. Настоящий сборник.
- 3. И.Адам, В.С.Пронских, А.Р.Балабекян, В.Г.Калинников, Я.Мразек, А.Н.Приемышев, Я.Франа // Измерительная техника. №1. Препринт ОИЯИ Р10-2000-28, Дубна. 2001.

YIELD OF RADIONUCLIDES AND ISOMERS MEASURED IN FRAGMENTATION OF THE ^{nat}W AND ¹⁸⁶W (97%) TARGETS WITH PROTONS AT 630, 420 AND 270 MeV

S.A. Karamian¹, J. Adam^{1,2}, P. Chaloun^{1,2}, D.V. Filossofov¹, V. Henzl^{2,3}, D. Henzlova^{2,3}, V.G. Kalinnikov¹, N.A. Korolev¹, N.A. Lebedev¹,

A.F. Novgorodov¹, C.B. Collins⁴, I.I. Popescu⁵, C.A. Ur⁵

 ¹ Joint Institute for Nuclear Research, Moscow region, Dubna, Russia
 ² Nuclear Physics Institute, Rez, Czech Republic
 ³ Gesellschaft für Schwerionenforschung, Darmstadt, Germany
 ⁴ Center for Quantum Electronics, University of Texas at Dallas, Dallas, USA
 ⁵ National Institute of Physics and Nuclear Engineering and Induced Gamma Emission Foundation, Bucharest, Romania

Studies in the field of high-spin nuclear isomers are important both for nuclear structure science and for innovating applications. The triggered release of the energy stored in nuclear isomers is promising for the creation of pulsed sources of gamma-radiation. Specific energy stored by some isomers for long period of time is much higher as compared to the standard sources of energy. For instance, the high-spin $K^{\pi}=16^{+178m2}$ Hf isomeric state stores a specific energy of about 1.3 MJ/mg with a half-life of 31 years. For applicative purposes and extensive studies on the trigger mechanisms one needs to produce isomers in quantities of milligrams, or even more, in extreme. Our study is part of the efforts to use spallation reactions with protons of intermediate energies as a source for high-spin nuclear isomers production.

Yields and cross-sections of the radioactive nuclides formation have been measured via induced activity γ -spectra after irradiation of the natural composition W and enriched ¹⁸⁶W targets at Dubna synchrocyclotron. Spallation and fission products have been represented among the detected nuclides. The high-spin isomers of Hf and Lu were produced and the isomer-to-ground state ratios could be estimated. The nuclide yields have also been calculated using the LAHET code at 6 values of proton energy in the range from 100 to 800 MeV both for ^{nat}W and enriched ¹⁸⁶W targets. Measured isotope yields are generally in agreement with the calculations, however the code is incapable to predict the isomerto-ground state ratios. In experiment, it has been shown that the ^{177m}Lu, ^{178m2}Hf and ^{179m2}Hf high-spin isomers are produced with 2.5 times higher yield in the 97% enriched ¹⁸⁶W target as compared to the ^{nat}W target, at identical irradiations. This makes significance for the creation of high-activity isomeric sources. The mass-distribution of products and fission-to-spallation ratio are also deduced and are compared with the theory prediction. Both isomer-to-ground state ratio and energy dependence of the fission probability indicate that mean angular momentum of the spallation residue is reasonably high being of about 10 \hbar .

In Fig., the mass-distributions of the fragmentation products taken with the enriched ¹⁸⁶W and ^{nat}W targets at mean proton energy of 630 MeV are shown for

illustration. Results of simulation are given by opened circles without error bars, and the curves represent the guide lines. Well distinguished spallation and fission peaks are evident in mass-dependence of the product cross-section, following both to experimental and simulated points.



UNFOLDING SPALLATION NEUTRON SPECTRA USING ACTIVATED THRESHOLD SAMPLES

H. Kumawat^{1,2}, J. Adam¹, A.R. Balabekyan¹, V.S. Barashenkov¹, R. Brandt⁴, V.M. Golovatiouk¹, V.G. Kalinnikov¹, K. Katovsky¹, M.I. Krivopustov¹, V. Kumar², R. Odoj³, V.S. Pronskikh¹, A.A. Solnyshkin¹, V.I. Stegailov¹, V.M. Tsoupko-Sitnikov¹, W. Westmeier⁴
¹ Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia
² HENP Laboratory, Physics Department, University of Rajasthan, Jaipur, India

³ Forschungszentrum Julich (FZJ), Julich, Germany

⁴ Fachbereich Chemie, Philipps University, Marburg, Germany

The spectra of gamma-rays emitted by decaying of residual nuclei created by spallation neutrons in (n, *x*n), (n, *x*nyp), (n, p), (n, γ) reactions with activation threshold detectors i.e. ²⁰⁹Bi, ¹⁹⁷Au, ⁵⁹Co, ¹¹⁵In, ²³²Th, were measured in JINR. Spallation neutron were generated by bombarding 1 GeV proton beam, extracted from 'NUCLOTRON' JINR, on a cylindrical lead target ($L \ x \ R = 20$ cm x 4 cm), surrounded by thick (6 cm) layer of paraffin moderator. Reaction rates (given in Table 1) and spallation neutron spectrum were measured and compared with CASCADE code calculations. The reaction rate for residual nuclei a (R_a) in (proton⁻¹ atom⁻¹) can be given by [1]

$$R_a = \int_{E_{th}}^{\infty} \sigma_a(E) . \phi(E) . dE \tag{1}$$

Here, $\varphi(E)$ is neutron flux n/(cm².MeV.proton) passing through the samples, E_{th} is the threshold energy of the observed reaction for the particular sample. A constant neutron fluence is assumed from the threshold energy for the longest observed (n,xn) reaction (maximum value of x) to the maximum possible energy of neutrons. The fluence from the threshold of the (n, (x-1)n) reaction to the threshold of the (n, xn) reaction is again assumed to be constant and one can calculate that respective part of the spectrum, and so on. In this way one successively reaches towards the lower energy end of the spectrum [3]. As an example see eqs.(2, 3)

$$R_9^{expt} = \phi(9) \int_{E_{th}(n,9n)}^{E_{max}} \sigma_9(E) dE$$
 (2)

$$R_8^{expt} = \phi(8) \int_{E_{th}(n,8n)}^{E_{th}(n,9n)} \sigma_8(E) dE + \phi(9) \int_{E_{th}(n,9n)}^{E_{max}} \sigma_8(E) dE$$
(3)

Target/Product	F.,	$T_{1,2}$	F	I	R^{cal}	R^{expt}	Uncertainty
Turget/Troduct	\mathbb{D}_m	1 1/2	[KeV]	Γ%]	$[10^{-29}]$	$[10^{-29}]$	[+%]
209 Bi (n. 4n) 206 Bi	22.55	6.243d	803.1	98.9	5.28	1.47	5.8
	22.00	0.2100	881.01	66.16	0.20	1.54	16.1
			001101	00.10		1.49^{a}	5.8
209 Bi(n, 5n) 205 Bi	29.62	15.31d	703.4	31.0	3.00	1.34	6.8
21(11, 011) 21		101010	1764.3	32.47	0100	1.40	8.6
			1,0110	02007		1.35^{a}	6.6
209 Bi(n, 6n) 204 Bi	38.13	11.30h	899.2	99.2	1.48	0.98	8.1
			983.98	58.76		0.90	7.7
						0.93 ^a	7.1
209 Bi(n, 7n) 203 Bi	45.37	11.76h	820.5	29.7	1.15	0.83	7.8
			825.2	14.6		0.85	9.9
						0.83 ^a	7.4
209 Bi(n, 9n) 201 Bi	61.69	1.8h	629.1	24.0	0.48	0.49	18.6
232 Th (n, γ) 233 Th ^b		26.967d	300.12	06.6		917.0	8.5
			311.98	38.6		997.0	6.2
						980.0 ^a	6.1
197 Au(n, 2n) 196 Au	8.113	6.183d	355.73	87	8.58	3.54	6.15
			333.03	22.9		3.57	7.0
						3.55 ^a	6.0
197 Au(n, 4n) 194 Au	23.205	38.02h	328.4	60	4.77	1.66	7.0
197 Au(n, 6n) 192 Au	38.939	4.94h	296.0	22.3	2.35	1.29	16.9
			316.5	58.0		1.12	10.1
						1.15 ^a	9.7
197 Au(n, 7n) 191 Au	45.97	3.18h	586.5	17	1.21	0.60	7.9
197 Au(n, $_{\gamma}$) 198 Au		2.695d	411.80	95.5		438.0	5.3
			675.88	0.8		446.0	6.7
						439.0 ^a	5.3
59 Co(n, 2n) 58 Co	10.64	70.82d	810.75	99.45	6.45	1.96	5.9
59 Co(n, 3n) 57 Co	19.37	271.79d	122.06	85.5	3.15	0.31	6.8
			136.47	10.68		0.33	13.0
						0.32^{a}	6.7
59 Co(n, 4n) 56 Co	30.96	77.27d	846.75	99.9	0.11	0.11	8.8
			1238.3	66.95		0.11	16.5
						0.11^{a}	8.6
59 Co(n, 5n) 55 Co	41.24	17.53h	931.5	75	.019	0.009	11.6
59 Co (n, p) 59 Fe	0.796	44.503d	1099.22	56.5		0.17	8.1
			1291.56	43.2		0.19	8.5
						0.17^{a}	7.3

 Table 1
 Measured and calculated reaction rates.

^{*a*} represents weighted average value, ^{*b*} We observed ²³³Pa as decay daughter of primary product ²³³Th

3. J.Adam et al. // Preprint JINR E1-2004-16. Dubna, 2004

^{1.} E.Kim et al.// Nucl. Sci. and Eng. 1998. V.129. P.209.

^{2.} V.S.Barashenkov, H.Kumawat, V.Kumar, V.A.Lobanova // Nucl. Inst. and Meth. in Phys. Res. B. 2004. V.217/2. P.352.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ОПТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ДЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ ⁷Li

О.А. Момотюк, О.К. Горпинич, Вал.Н. Пирнак, О.А. Понкратенко, А.Т. Рудчик Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев, Украина

Проведен комплексный анализ известных из литературы экспериментальных дифференциальных сечений упругого рассеяния дейтронов ядрами ⁷Li при энергии $E_{c.ц.м.} = 2,33 - 21,78$ МэВ по оптической модели (OM), методу связанных каналов реакций (МСКР) и статистической модели.

При МСКР-расчетах в схему связи включались упругое и неупругое рассеяние дейтронов ядрами ⁷Li, одно- и двухступенчатые передачи нуклонов и кластеров в реакции ⁷Li(d, ⁷Li)d. Использовался оптический потенциал в форме Вудса-Саксона с объемным поглощением. ОМ- и МСКР-расчеты проведены с помощью программ SPI-GENOA [1] и FRESCO [2], соответственно. Спектроскопические амплитуды, необходимые для МСКР-расчетов дифференциальных сечений реакции ⁷Li(d, ⁷Li)d, рассчитаны в рамках трансляционно-инвариантной модели оболочек (ТИМО) [3] с использованием программы DESNA [4]. В расчетах по статистической модели использована программа STATIS [5,6].

Установлено, что при энергии $E_{c.ц.м.} < 10$ МэВ ощутимую роль играет статистический процесс. При увеличении энергии на больших углах, наряду с потенциальным рассеянием, значительную роль играет процесс передачи ⁵Не-кластера. Из двухступенчатых передач в реакции ⁷Li(d, ⁷Li)d наибольший вклад в сечение дает механизм последовательной передачи п и α кластера.

Учитывая вклады в сечение упругого рассеяния 7 Li + d вышеуказанных процессов для каждой из энергий, получены наборы энергетически зависимых параметров оптического потенциала рассеяния для этих ядер. Энергетическая зависимость параметров аппроксимирована параметрическими функциями с учетом дисперсионного соотношения между глубинами действительной и мнимой части оптического потенциала.

- 1. B.S.Nilsson //SPI-GENOA: an Optical Model Search Code. Niels Born Inst. rep. 1976.
- 2. I.J.Thompson // Comp. Phys. Rep. 1988. V.7. P.167.
- 3. Yu.F.Smirnov, Yu.M.Tchuvil'sky // Phys. Rev. C. 1977. V.15. P.84.
- 4. А.Т.Рудчик, Ю.М.Чувильский // УФЖ. 1985. Т.30. С.819.
- 5. W.Hauser, H.Feschbach // Phys. Rev. 1952. V.87. P.366.
- 6. R.Stokstad // STATIS: A Hauser-Feschbach computer code. Yale Univ. rep. 1972.

МЕХАНИЗМЫ РЕАКЦИИ ⁷Li(d,³He)⁶He

О.К. Горпинич, В.Н. Добриков, В.О. Кива, И.Н. Коломиец, О.А. Момотюк, Ю.Н. Павленко, Вал.Н. Пирнак, А.Т. Рудчик Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев, Украина

На циклотроне У-240 НАН Украины при энергии дейтронов 37 МэВ с использованием стандартной $\Delta E - E$ методики измерены дифференциальные сечения реакции ⁷Li(d,³He)⁶Не и получены угловые распределения в диапазоне углов $\theta_{c.ц.м.} = 21,2^{\circ} - 152,6^{\circ}$ для основного и $\theta_{c.ц.м.} = 21,4^{\circ} - 83,6^{\circ}$ для первого возбужденного уровней ⁶Не.

Экспериментальные данные проанализированы по методу связанных каналов реакций (МСКР). В схему связи каналов включались одно- и двухступенчатые передачи нуклонов и кластеров в реакциях ⁷Li(d,³He)⁶He и 7 Li(d, 6 He) 3 He, a также упругое и неупругое рассеяние дейтронов. В МСКРрасчетах сечений реакции ⁷Li(d, ³He)⁶He для входного канала использован оптический потенциал с набором энергетически зависимых параметров, полученных из анализа по оптической модели и МСКР известных из литературы экспериментальных данных упругого рассеяния этих ядер при энергиях $E_{c.п.м.} = 2,33 - 21,78$ МэВ. В расчетах по МСКР использовались спектроскопические амплитуды нуклонов и кластеров, рассчитанные в рамках трансляционно-инвариантной модели оболочек ядер (ТИМО) с использованием программы DESNA [1]. Расчеты по МСКР проведены с помощью программы FRESCO [2]. Для выходного канала использовался тот же потенциал, что и для входного, модифицированный таким образом, чтобы получить наилучшее согласование с экспериментальными данными и, таким образом, было оценено значение параметров оптического потенциала взаимодействия ядер 3 He + 6 He.

Получено удовлетворительное согласие рассчитанных угловых распределений с экспериментальными данными во всем диапазоне углов и установлено, что в реакции 7 Li(d, 3 He) 6 He доминирует процесс передачи протона.

1. А.Т.Рудчик, Ю.М.Чувильский // УФЖ. 1985. Т.30. С.819.

2. I.J.Thompson // Comp. Phys. Rep. 1988. V.7. P.167.

РАССЕЯНИЕ α-ЧАСТИЦ НА ЯДРАХ ¹¹В ПРИ ЭНЕРГИЯХ 40 И 50 МэВ

Н. Буртебаев¹, М.К. Бактыбаев¹, Б.А. Дуйсебаев¹, Р.Дж. Петерсон², С.Б. Сакута³

¹ Институт ядерной физики НЯЦ РК, Алматы ² Университет Колорадо, США ³ РНЦ "Курчатовский институт", Москва

В рассеянии на сильно деформированных ядрах эффекты связи каналов могут приобретать большое значение, поэтому наиболее адекватным средством анализа становится метод связанных каналов.

В настоящей работе исследуется упругое и неупругое рассеяние α -частиц при энергиях 40 и 50 МэВ с возбуждением низколежаших состояний ядра ¹¹В. Основная цель исследований – извлечь значения параметров квадрупольной и гексадекапольной деформаций ядра ¹¹В из анализа экспериментальных данных методом связанных каналов.

Измерения проводились на пучках α-частиц с энергиями 40 и 50 МэВ, выведенных из изохронного циклотрона У-150М Института ядерной физики НЯЦ РК. Использовались самоподдерживающиеся мишени из изотопа ¹¹В (обогащение 99%) толщиной 0.1-0.2 мг/см². Дифференциальные сечения для членов вращательной полосы основного состояния были измерены в области углов 10-170 л.с. Измеренные угловые распределения имеют ярко выраженную дифракционную структуру во всем угловом диапазоне, постепенно затухающую с увеличением угла. Под большими углами (более 120°) наблюдается увеличение сечений, особенно значительное при энергии 40 МэВ.

Из оптико-модельного анализа было получено два потенциала. Первый был найден из условия наилучшего описания в передней полусфере. Второй был получен из подгонки в полном угловом диапазоне.

Найденные потенциалы использовались в расчетах методом связанных каналов для членов вращательной полосы основного состояния. Анализ проводился в рамках коллективной модели, в которой ядро ¹¹В представлялось как симметричный ротатор. Эффектами смешивания полос K = 3/2 и K = 1/2 пренебрегалось. В результате анализа было получено значение квадрупольной деформации $\beta_2 = 0.6 \pm 0.1$ (отрицательный знак предпочтителен). Параметр гексадекапольной деформации β_4 находится в области значений от -0.2 до +0.2 и не мог быть определен с большей точностью, так как минимум χ^2/N , получается слишком широким и неглубоким.

В настоящей работе исследуется также возможность вклада в рассеяние под большими углами механизма тяжелого срыва.

АНАЛИЗ ИНКЛЮЗИВНЫХ СПЕКТРОВ ПРОТОНОВ ИЗ РЕАКЦИИ (α , p) НА ЯДРАХ ³Н ПРИ E_{α} = 27.2 МэВ

Ю.Н. Павленко, О.М. Поворознык, О.К. Горпинич, В.А. Кива Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

При взаимодействии альфа-частиц энергии 27.2 МэВ с ядрами трития существует несколько каналов реакций, которые могут быть источниками образования протонов, например:

$$\rightarrow p + {}^{6}\text{He} \tag{1}$$

$$\alpha + H \rightarrow JLi + 2n \rightarrow p + \alpha + 2n$$
 (2)

 $\rightarrow {}^{6}\text{Li}^{*} + n \rightarrow p + {}^{5}\text{He} + n.$ (3)

При исследовании реакции (1) в инклюзивных спектрах протонов, измеренных в диапазоне углов $\Theta_p = 9^\circ - 29^\circ$, было идентифицировано возбужденное состояние ядра ⁶Не с энергией возбуждения $E^* = 2.98$ МэВ и шириной $\Gamma = 2.39$ МэВ [1]. При этом возможные вклады процессов (2), (3) не учитывались.

В данной работе оценен вклад в инклюзивные спектры протонов процесса образования и распада ядер ⁵Li_(о.с.) и ⁶Li*(5.37 МэВ) из сопутствующих многочастичных реакций (2), (3). Расчеты выполнены с помощью алгоритма, который использовался в работах [2,3]. Рассчитанные для разных углов Θ_p энергетические распределения протонов из реакций (2) имеют максимумы при энергиях протонов, соответствующих энергиям возбуждения ядра ⁶Не около 2.4 МэВ, а для реакции (3) – 3.4 МэВ. Ширины на полувысоте этих распределений составляют 1.4 – 2.0 МэВ. Спектры протонов из реакций (2),(3) могут быть интерпретированы как проявление широких состояний ядра ⁶Не, возбуждаемых в канале реакции (1).

Учет вкладов реакций (2),(3) позволил достичь удовлетворительного согласия с экспериментальными данными и без привлечения процесса возбуждения состояний ядра ⁶Не с $E^* \sim 3$ МэВ. Для разделения вкладов реакций (1) и (2), (3) с целью определения существования уровней ядра ⁶Не в области $E^* \sim 3$ МэВ необходимо выполнить корреляционные эксперименты или повысить в 2-3 раза энергию налетающих частиц.

- 1. О.К.Горпинич, О.М.Поворознык, Ю.Н.Павленко, Ю.С.Рознюк, Б.Г.Стружко // Изв. РАН. Сер.физ. 2002. Т.66. №5. С.743.
- 2. О.Ф.Немец, Ю.Н.Павленко, В.М.Пугач // Изв. АН СССР. Сер.физ. 1989. Т.53. N11. С.2183.
- 3. О.К.Горпинич, Ю.Н.Павленко, О.М.Поворозник, Б.Г.Стружко // Изв. РАН. Сер.физ. 1993. Т.57. N5. С.118.

DECAY OF ⁷Li*(7.45 MeV) UNBOUND STATE IN REACTION ⁷Li(α,α)⁷Li*

O.F. Nemets¹, Yu.N. Pavlenko¹, V.L. Shablov², V.O. Kyva¹, V.N. Dobrikov¹, O.K. Gorpinich¹, I.N. Kolomiets¹, B.A. Rudenko¹, A.P. Voiter¹, I.A. Mazny¹, A.A. Shvedov¹, V.O. Ostashko¹, S.E. Omelchuk¹, Yu.S. Roznuk¹, N.S. Babich ¹Institute for Nuclear Research, Kyiv, Ukraine ²Institute of Nuclear Power Engineering, Obninsk, Russia</sup>

The differential cross sections for inelastic scattering of α -particles on ⁷Li nuclei and reactions ⁷Li(α, α^6 Li)n, ⁷Li($\alpha, \alpha\alpha$)t have been measured at $E_{\alpha} = 27.2$ MeV with the aim to determine the branching ratio for decay of ⁷Li*(7.45 MeV) into the ⁶Li+n and α +t channels. The formation and decay of ⁷Li*(7.45 MeV) were intensively studied early in binary reactions. This level was observed as pronounced resonance at low energy interaction of neutrons with ⁶Li nuclei [1] and α -particles with tritons [2]. The resonance has a large neutron width and a small α -width ($\gamma_n^2/\gamma_{\alpha}^2 = 48$, $\Gamma_n/\Gamma=0.77$, $\sigma_n/\sigma_{tot}=0.71$ [1], where σ_{tot} – total neutron cross section, σ_n – cross section of n+⁶Li elastic scattering). The absence of data for decay probability of this unbound state in reactions with three particles in the exit channel has initiated the present study.

The experiment was performed at cyclotron U-120 (Kiev). Excitation probability (differential cross section $d\sigma_{exc}/d\Omega_{\alpha}$) of ⁷Li*(7.45 MeV) was determined in usual way from inclusive spectrum of α -particles scattered at $\Theta_{\alpha}=34^{\circ}$. Angular correlations for ⁷Li(α, α^{6} Li)n reaction were measured at fixed ($\Theta_{\alpha}=34^{\circ}$, $\varphi_{\alpha}=0^{\circ}$) angles of inelastically scattered α -particles and different angles Θ_{6Li} , φ_{6Li} around the direction of recoil nucleus ⁷Li*(7.45 MeV) with the aim to cover practically all possible angles of ⁶Li emission. The measured differential cross sections $d^{2}\sigma_{dec}/d\Omega_{\alpha}d\Omega_{6Li}$ were integrated over the total solid angle Ω_{6Li} of decay into the ⁶Li+n channel. The decay probability in this channel as the ratio of cross sections $(d\sigma_{dec}/d\Omega_{\alpha})/(d\sigma_{exc}/d\Omega_{\alpha})=0.49\pm0.06$ was extracted from experimental data.

The large discrepancy of this result and obtained ones in binary reactions [1, 2] can be explained by the Coulomb field of accompanying α -particle influence on the decay of unbound nuclear state with excitation energy near the decay threshold [3, 4].

1. A.B.Smith, P.T.Guenther, J.F.Whalen // Nucl. Phys. A. 1982. V.373. P.305.

- 2. R.J.Spiger, T.A.Tombrello // Phys. Rev. 1967. V.163. P.964.
- 3. V.V.Komarov, A.M.Popova et al. // Izv. RAN. Ser. fiz. 1995. T.59. P.28.
- 4. G.Fazio, G.Giardina, F.I.Karmanov, V.L.Shablov // Int. J. Mod. Phys. E. 1996. V.5. P.175.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛНЫХ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИИ ⁴Не +²⁸Si ПРИ ЭНЕРГИЯХ ОТ КУЛОНОВСКОГО БАРЬЕРА ДО 200 МЭВ

К.А. Кутербеков¹, Т.К. Жолдыбаев¹, К.Б. Басыбеков¹, Ю.Э. Пенионжкевич², И.Н. Кухтина², Ю.Г. Соболев², В.Ю. Угрюмов², Л.И. Слюсаренко³, В.В. Токаревский³

¹ Институт Ядерной Физики, Алматы, Республика Казахстан

² Объединенный Институт Ядерных Исследований, Дубна, Россия ³ Институт Ядерных Исследований НАН Украины, Киев, Украина

Нами проведен систематический анализ экспериментальной энергетической зависимости полных сечений реакции (ПСР) ⁴He+²⁸Si в диапазоне от кулоновского барьера (B_c - около 6 МэВ) до средних энергий (200 МэВ). Обзор литературных данных показывает, что реакция ⁴He+²⁸Si является единственной, для которой детально измерена функция возбуждения ПСР (σ_R) в широком энергетическом диапазоне.

Экспериментальные данные ПСР от B_c до 101,2 МэВ измерены нами на циклотронах У-150М ИЯФ (Казахстан) и К-130 Университета Ювяскуля (Финляндия) [1]. В работе [2] изучена зависимость $\sigma_R(E_{\alpha})$ на ²⁸Si при средних энергиях (от 69,6 до 192,4 МэВ). В работе [3] приведены данные σ_R на ²⁸Si при $E_{\alpha} = 96$ МэВ и изучена массовая зависимость ПСР.

Зависимость ПСР при низких энергиях определяется соотношением между кулоновским барьером и энергией ⁴Не-частицы. С увеличением E_{α} уменьшается длина волны α -частицы и возрастает роль нуклон-нуклонных столкновений, что приводит к уменьшению ПСР с возрастанием E_{α} .

Аппроксимация экспериментальной энергетической зависимости ПСР для ядра ²⁸Si проведена с использованием различных параметризаций [4, 5, 6]. Изучено: какой тип параметризаций, в какой области энергий и как описывает экспериментальные ПСР и причины их расхождений.

Анализ экспериментальных угловых распределений упругого рассеяния α -частиц и тенденций изменения ПСР на ядре ²⁸Si был выполнен нами в диапазоне энергий $E_{\alpha} = (14.47-240)$ МэВ в рамках ОМ и полумикроскопической фолдинг модели [7].

- M.K.Baktybaev et al.// Yad. Fiz. 2003. V.66. P.1; V.Yu.Ugryumov et al.// Preprint JINR E7-2003-193. Dubna, 2003. 9 p. (submitted to "Nucl. Phys."); В.Ю.Угрюмов и др.// Препринт ОИЯИ P15-2003-175. Дубна, 2003. 9 с. (направлено в журнал ЯФ).
- A.Ingemarsson et al. // Nucl.Phys. A. 2000. V.676. P.3; A.Auce et al. // Phys.Rev. C. 1994. V.50. P.871.
- 3. О.Ф.Немец, Л.И.Слюсаренко // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1990. Т.54. № 11. С.2105.
- 4. S.Kox et.al. // Phys. Rev. C. 1987. V.35. P.1678.
- 5. L.W.Townsend, J.W.Wilson // Phys. Rev. C. 1988. V.37. P.892.
- 6. Shen Wen-ging et.al. // Nucl. Phys. A. 1989. V.491. P.130.
- O.M.Knyazkov, I.N.Kuchtina, S.A.Fayans // Fiz.Elem.Chastits At. Yadra. 1999. V.30. P.870.

РАССЕЯНИЕ ⁴Не -ЧАСТИЦ И СТРУКТУРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДРА ²⁸Si

К.А. Кутербеков¹, Т.К. Жолдыбаев¹, Ю.Э. Пенионжкевич², И.Н. Кухтина², А. Мухамеджан¹, Б.М. Садыков¹ ¹ Институт Ядерной Физики, Алматы, Республика Казахстан ² Объединенный Институт Ядерных Исследований, Дубна, Россия

Нами выполнен анализ экспериментальных данных по угловым распределениям (УР) дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния α -частиц на ядре ²⁸Si в широком энергетическом и угловом диапазоне при $E_{\alpha} = (14.47-50.5)$ МэВ в рамках оптической и полумикроскопической фолдинг [1] (ПФМ) моделей, при этом данные при энергиях 21.82 и 29.3 МэВ измерены на циклотроне ИЯФ НЯЦ РК. В качестве стартовых величин параметров оптического потенциала (ОП) приняты рекомендации, предложенные в работе [2] для α -частичного рассеяния. При систематическом анализе данных параметры ОП подбирались так, чтобы достичь наилучшего согласия между теоретическими и экспериментальными УР упругого рассеяния, и соответствующими величинами полных сечений реакций.

Анализ УР неупругого рассеяния α-частиц на ядре ²⁸Si выполнен в рамках методов связанных каналов и искаженных волн.

Проведено сравнение значений параметров деформации β_l и деформационных длин δ_l^N для различных типов налетающих частиц (α , p, d, n, ³He), извлеченных в настоящей работе и литературных источниках. Установлено, что величины параметров деформации и деформационных длин для 2⁺₁ -состояния ($E^*=1.78$ МэВ) ядра ²⁸Si, полученные в рамках МИВ заметно больше, чем в МСК. Значения β_l и δ_l^N , извлекаемые по ПФМ и МСК имеют близкие значения.

Величина отношения нейтрон-протонных мультипольных матричных элементов M_n/M_p для 2^+_1 -состояния ядра ²⁸Si, полученные из анализа по ПФМ в данной работе, составила $M_n/M_p = 0.96$, что вполне соответствует представлениям коллективной модели N/Z=1 – для ядра ²⁸Si.

- O.M.Knyazkov, I.N.Kuchtina, S.A.Fayans // Fiz. Elem. Chastits At. Yadra. 1999. V.30. P.870; 1997. V.28. P.1061.
- 2. K.A.Kuterbekov, I.N.Kukhtina, T.K.Zholdybayev et al. // Preprint № E7-2002-220. JINR. Dubna, 2002.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПОЛНОГО СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ ⁶Не - ^{nat}Si ПРИ 5-25 МЭВ/А

В.Ю. Угрюмов¹, Э. Будзановский², Э. Бялковский², Т.К. Жолдыбаев³, А. Куглер⁴, И.В. Кузнецов¹, А. Кулько¹, И.Н. Кухтина¹, В.Ф. Кушнирук¹, Ю.Э. Пенионжкевич¹, И. Сквирчинска², Ю.Г. Соболев¹, В. Трзаска⁵

1 Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия ² Институт ядерной физики им. Г. Неводничанского, Краков, Польша ³ Институт ядерной физики, Алмата, Казахстан; ⁴ Институт ядерной физики,

тут хоерной физики, ялмата, Казахстан, – тнетатут хоерной физик Ржеж, Чехия; ⁵ Университет Ювяскюля, Ювяскюля, Финляндия

Экспериментальные данные по полным сечениям ядерных реакций (y_R) дают информацию об ядерных потенциалах, распределениях нейтронных и протонных плотностей взаимодействующих ядер. Как показано, например в [1], величины y_R при низких энергиях взаимодействия (до 100 МэВ/А)

наиболее чувствительны к распределению плотности нуклонной материи и даже к ее небольшим значениям на поверхности ядер, что очень важно для исследования свойств экзотических ядер с гало. Настоящая работа была выполнена с целью измерения зависимости v_R реакции ⁶He+Si от энергии в широком диапазоне E = 5-25МэВ/А. Ранее, нами была измерена энергетическая зависимость y_R в реакции ⁴He+Si в той же области энергий [2]. Измерения у_R проводились методом прохождения с использованием системы Si ΔE - ΔE -E телескопов [3]. На рисунке представлены результаты измерения y_R для ⁴Не и ⁶Не в зависимости от энергии налетающих частиц. Закрашенными точками обозначены данные по y_R полученные нами, не за-



Рис. Энергетическая зависимость полного сечения реакции ⁶Не - ^{nat}Si

крашенные точки – литературные данные. В работе представлен анализ полученных результатов и распределения ядерных плотностей экзотического ядра ⁶Не и его кора ⁴Не.

- 1. M.Fukuda et al., Nucl.Phys. A 656, 209 (1999).
- 2. В.Ю.Угрюмов и др., Препринт ОИЯИ Р15-2003-175, (2003).
- 3. I.V.Kuznetsov et al., Physics of Atomic Nuclei 65, 1569 (2002).

УПРУГОЕ И НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ⁶Li на ядрах ¹²С ПРИ ЭНЕРГИИ 63 МэВ

В.А. Маслов, Р.А. Астабатян, И. Винцоур, А.С. Деникин, Т.К. Жолдыбаев, В.И. Загребаев, Р. Калпакчиева, И.В. Кузнецов, С.П. Лобастов, С.М. Лукьянов, Э.Р. Маркарян, Ю.Э. Пенионжкевич, Н.К. Скобелев, Ю.Г. Соболев, В.Ю. Угрюмов, А.А. Хассан Лаборатория ядерных реакций им. Г.Н.Флерова, ОИЯИ, Дубна

Изучалось рассеяние ионов ⁶Li на ядрах ¹²C. Продукты реакции анализировались магнитным спектрометром МСП-144 [1] и идентифицировались позиционно-чувствительным фокальным детектором.

Угловое распределение упругого рассеяния ⁶Li измерялось в угловом диапазоне от 10^{0} до 95^{0} в с.ц.м. с неопределенностью по углу $\Delta\theta = \pm 0.5^{0}$ (рис.1а). Было измерено также сечение неупругого рассеяния ⁶Li для воз-

состояния бужденного 2^{+} (4.44 МэВ) ядра мишени ¹²С (рис.1б). Ранее угловое распределение упругого рассеяния ядер ⁶Li на ¹²С при этой энергии измерялось в более узком угловом диапазоне. В частности, при энергии 63 МэВ упругое рассеяние измерялось для углового диапазона от 30° до 50° в системе центра масс [2]. В настоящей работе был расширен диапазон углового распределение упругого рассеяния.

Были проведены расчеты угловых распределений упруго и не упруго рассеянных ядер ⁶Li в рамках оптической модели и методом DWBA, соответственно. Предложена



параметризация феноменологического оптического потенциала взаимодействия ядер ⁶Li в широком диапазоне масс ядер мишени.

Измерение углового распределения упруго рассеянных ионов ⁶Li представляет интерес в связи с экспериментами по упругому рассеянию экзотического ядра ⁶He. Нами планируется экспериментальное измерение сечения упругого рассеяния в реакции ⁶He + ¹²C. Сравнение с данными по рассеянию ⁶Li при той же энергии может дать прямое указание на различие
в оптических потенциалах этих систем, что, в свою очередь, позволит сделать выводы об отличиях в структуре ядер 6 He и 6 Li.

1. A.V.Belozyorov et al // Nucl. Instr. Meth. in Phys. Research. A. 1998. V.411. P.343.

2. J.E.Poling et al. // Phys. Rev. C. 1976. V.13. P.648.

ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА СЛИЯНИЯ-ДЕЛЕНИЯ В РЕАКЦИИ ⁷Li+²⁰⁸Pb

А. Хасан¹, Р. Астабатян¹, И. Винцоур², Т. Жолдыбаев³, З. Длоугы²,
Р. Калпакчиева¹, С.П. Лобастов¹, С.М. Лукьянов¹, В.А. Маслов¹,
Э. Маркарян¹, Я. Мразек², Ю.А. Музычка¹, Ю.Э. Пенионжкевич¹,
Н.К. Скобелев¹, Ю.Г. Соболев¹, В.Ю. Угрюмов¹

¹ ЛЯР ОИЯИ им. Г.Н.Флерова, Дубна, Московская область, Россия ² Институт ядерных исследований, Ржеж, Чехия ³ Институт ядерной физики, Алматы, Казахстан

Использование вторичных радиоактивных пучков, ставшее возможным в последнее десятилетие, позволило проводить интенсивные исследования особенностей реакций взаимодействия слабо связанных ядер с ядрами мишени, влияния на процесс слияния и формирования составного ядра связи



Рис. Измеренные и расчетные функции возбуждения для xn-каналов и деления

относительного движения сталкивающихся ядер с внутренними возбуждениями и другими каналами реакций. В частности, большой интерес в настоящее время вызывает дискуссия о роли реакции breakup на слияние вблизи кулоновского барьера.

В работе [1] была измерена функция возбуждения в канале деления составного ядра ²¹⁵At, образованного В реакции ⁶Не+Ві в широком диапазоне энергий. Анализ полученных данных проводился с использо-"ALICE-MP"[2]. кода ванием Значения параметров были подобраны из сравнения с экспериментальными данными по сечениям испарительных реакций,

вызываемых тяжёлыми ионами в доактинидной области. Оказалось, что для согласования измеренной функции возбуждения с расчётной необходимо увеличить параметр r_0 в ядерном потенциале на 20%, что свидетельствует о существенном усилении в рассматриваемом канале. Чтобы выяснить, связано это со свойствами распада²¹⁵ At или с усилением во входном канале, необходимо было исследовать его распад в другой реакции. Целью настоящей работы было изучение распада того же составного ядра²¹⁵ At в реакции ⁷Li+²⁰⁸Pb.

Вариация энергии от барьера до100МэВ осуществлялась с помощью толстого поглотителя из бериллия и последующей монохроматизации

пучка ионов ⁷Li посредством ахроматической магнитной системой 3QDQQD2Q ускорителя У400М. Мишень окружалась системой из поверхностно-барьерных полупроводниковых детекторов для регистрации осколков деления в режиме "on-beam" и α -частиц из испарительных остатков At в режиме "off-beam". Это позволяло независимо измерять сечения деления и хп-каналов по характеристическому альфа излучению.

Анализ полученных данных производился с тем же кодом со стандартным набором параметров. Результаты представлены на рисунке. Как видно согласие хорошее и ни в одном канале никакого усиления нет. Отсюда следует однозначный вывод, что наблюдавшийся в [1] эффект связан исключительно с входным каналом, т.е. со свойствами ядра ⁶ Не.

^{1.} Yu.E.Penionzhkevich et al. // Nucl. Phys. 1995, V.A588. P.258

^{2.} Yu.E.Penionzhkevich et al. // Eur. Phys.J. A. 2002. V.13. P.123.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА РЕАКЦИИ ¹²C(⁷Li, ⁷Be)¹²В ПРИ ЭНЕРГИИ 82 МэВ

С.Б. Сакута¹, Ю.А. Глухов¹, А.Т. Рудчик², Вал.М. Пирнак², В.А. Зиман^{2, 3}, В.К. Черниевский², А. Будзановский⁴, С. Кличевский⁴, Р. Сиудак⁴, И. Сквирчинска⁴, А. Шчурек⁴

¹ РНЦ "Курчатовский институт", Москва, Россия ² Институт ядерных исследований, Киев, Украина ³ Бирмингемский Университет, Великобритания ⁴ Институт ядерной физики, Краков, Польша

Для получения надежной спектроскопической информации из зарядовообменных реакций необходимо, чтобы механизм возбуждения был одноступенчатым.

Цель настоящей работы состояла в исследовании механизма реакции ${}^{12}C({}^{7}Li, {}^{7}Be){}^{12}B$ при энергии около 12 МэВ/*N* в более широком угловом диапазоне, чем это было сделано ранее.

В измерениях использовался пучок ионов ⁷Li с энергией 82 МэВ, выведенный из изохронного циклотрона Курчатовского института. Мишенью служила самоподдерживающаяся пленка из естественного углерода толщиной 0.4 мг/см². На малых углах ($\theta < 10^{\circ}$) энергетические спектры измерялись с использованием магнитного сепаратора МАСЭ. На больших углах заряженные частицы регистрировались телескопом из двух Si(Li) счетчиков с толщиной 100 мкм и 0.5 мм. Идентификация проводилась помощью стандартной методики двухмерного ΔE -*E*-анализа.

Дифференциальные сечения реакции ${}^{12}C({}^{7}Li, {}^{7}Be){}^{12}B$ были измерены для основного (1⁺), трех возбужденных состояний ядра ${}^{12}B$ с энергиями 0.95 МэВ (2⁺), 1.67 МэВ (2⁻) и 2.62 МэВ (1⁻) в дискретной области спектра и трех групп переходов при $E_x = 4.5$ МэВ, 5.8 МэВ и 7.6 МэВ в непрерывной области спектра ($E_x > 3$ МэВ).

Большинство измеренных угловых распределений было проанализировано в рамках метода искаженных волн и метода связанных каналов реакций в предположении прямого одноступенчатого механизма перезарядки и двухступенчатого процесса последовательной передачи нуклонов. Анализ показал, что двухступенчатый механизм лучше описывает форму экспериментальных угловых распределений и практически полностью исчерпывает наблюдаемые сечения на углах более 10°. Одноступенчатый механизм перезарядки дает заметный вклад лишь на самых малых углах ($\theta < 10^\circ$). Доля этого механизма здесь оказалась равной 50% для перехода в основное состояние и 20-30% для остальных переходов.

ELASTIC AND INELASTIC SCATTERING OF ⁷Li + ¹¹B

A.A. Rudchik¹, A.T. Rudchik¹, A. Budzanowski², A. Szczurek², J. Choiński⁴, T. Czosnyka⁴, L. Głowacka⁶, S. Kliczewski², E.I. Koshchy⁵, G.M. Kozeratska¹, S.Yu. Mezhevych^{1, 3}, O.A. Ponkratenko¹, K. Rusek³, R. Siudak², I. Skwirczyńska²

¹ Institute for Nuclear Research, Kyiv, Ukraine; ² H. Niewodniczański Institute of Nuclear Physics, Cracow, Poland; ³ A. Soltan Institute for Nuclear Studies, Warsaw, Poland; ⁴ Heavy Ion Laboratory of Warsaw University, Warsaw, Poland; ⁵ Kharkiv National University, Kharkiv, Ukraine; ⁶ Institute of Applied Physics, Warsaw, Poland

Angular distributions of the ${}^{7}\text{Li} + {}^{11}\text{B}$ elastic and inelastic scattering were measured at the energy $E_{lab}({}^{11}\text{B}) = 44 \text{ MeV}$ (Warsaw cyclotron C-200) for the transitions to the ground and excited states of ${}^{7}\text{Li}$ and ${}^{11}\text{B}$.

The data were analyzed within the optical model (OM) and coupled-reactionchannel (CRC) method [1]. The elastic, inelastic scattering, the ⁷Li and ¹¹B reorientations as well as one- and two-step transfers for the ⁷Li (¹¹B, ⁷Li) ¹¹B reaction were included in the coupling scheme. The OM potential of Woods-Saxon type with volume absorption was used in both OM- and CRC-calculations. The transitions to the exited states of ⁷Li and ¹¹B were considered to be rotational nature.



It was found that the optical model fails to describe the elastic scattering at large angles (curve $\langle OM \rangle$). The ⁷Li and ¹¹B reorientations (curves $\langle r^{-7}Li \rangle$ and $\langle r^{-11}B \rangle$) and α -transfer are important at these angles.

The OM potential parameters $(V_0 = 169 \text{ MeV}, W = 12.4 \text{ MeV}, W_{CRC} = 10.4 \text{ MeV}, r_V = 0.792 \text{ fm}, r_W = 1.278 \text{ fm}, a_V = a_W = 0.664 \text{ fm})$ and deformation parameters of ⁷Li ($\delta_2 = 1.2 \text{ fm}, \delta_4 = 1.0 \text{ fm}$) and ¹¹B ($\delta_1 = 1.0 \text{ fm}, \delta_2 = 1.2 \text{ fm}, \delta_3 = 1.2 \text{ fm}, \delta_4 = 1.0 \text{ fm}$) were deduced.

Fig. 1. Angular distributions of the $^{7}Li + {}^{11}B$ elastic and inelastic scattering.

1. I.J.Thompson // Comp. Phys. Rep. 1988. V.7. P.167.

⁸Be + ¹⁵N OPTICAL MODEL POTENTIAL FROM THE ¹²C(¹¹B, ¹⁵N)⁸Be REACTION

A.A. Rudchik¹, V.K. Chernievsky¹, A.T. Rudchik¹, A. Budzanowski²,

A. Szczurek², B. Czech², T. Czosnyka³, L. Głowacka⁴, S. Kliczewski²,

E.I. Koshchy⁵, S.Yu. Mezhevych^{1,6}, A.V. Mokhnach¹, O.A. Momotyuk¹

Val. M. Pirnak¹, O.A. Ponkratenko¹, R. Siudak², I. Skwirczyńska², L. Zemło³

¹ Institute for Nuclear Research, Kyiv, Ukraine; ² H. Niewodniczański Institute of Nuclear

Physics, Cracow, Poland; ³ Heavy Ion Laboratory of Warsaw University, Warsaw, Poland; ⁴ Institute of Applied Physics, Warsaw, Poland; ⁵ Kharkiv National University, Kharkiv,

Ukraine; ⁶ A. Soltan Institute for Nuclear Studies, Warsaw, Poland

Angular distributions of the ¹²C(¹¹B, ¹⁵N)⁸Be reaction were measured at the energy $E_{lab}(^{11}B) = 49$ MeV (Warsaw cyclotron C-200) for the transitions to the ground and excited states of ⁸Be and ¹⁵N. These data and the ¹²C(¹¹B, ⁸Be)¹⁵N reaction data at $E_{cm} = 9.4 - 17.8$ MeV [1] were analysed within the coupled-



Fig. 1. Energy dependence of the OM potential parameters for the ${}^{8}Be + {}^{15}N$ (solid circles and curves) and ${}^{8}Be + {}^{13}C$ (open triangles, dashed curves) [3] interactions.

reaction-channels (CRC) method. The optical model (OM) potentials of Woods-Saxon type with volume absorption were used for both entrance and exit reaction channels. The ${}^{12}C + {}^{11}B$ energy dependent OM potential [2] was used for the entrance reaction channel.

It was found that in the ${}^{12}C({}^{11}B, {}^{15}N)^{8}Be$ reaction the α - and t-transfers dominate at forward and backward angles, respectively.

The ¹⁵N + ⁸Be OM parameters and their energy dependence were deduced (Fig. 1). The difference observed between the of ⁸Be + ¹⁵N and ⁸Be + ¹³C [3] OM parameters was explained by difference of potential barriers in these systems.

- A.D.Frawley et al. // Phys. Rev. C. 1979. V.19. P.2215.
- A.T.Rudchik et al. // Nucl. Phys. A. 2001. V.695. P.51.
- A.T.Rudchik et al. // Nucl. Phys. A. 1999. V.660. P.267.

⁹Be(¹¹B,¹²C)⁸Li REACTION MECHANISM

V.M. Kyryanchuk¹, A.T. Rudchik¹, A. Budzanowski², A. Szczurek², B. Czech², J. Choiński³, T. Czosnyka³, L. Głowacka⁴, S. Kliczewski², E.I. Koshchy⁵, S.Yu. Mezhevych^{1,6}, A.V. Mokhnach¹, K. Rusek⁶, S.B. Sakuta⁷, R. Siudak², I. Skwirczyńska²

¹ Institute for Nuclear Research, Kyiv, Ukraine; ² H. Niewodniczański Institute of Nuclear Physics, Cracow, Poland; ³ Heavy Ion Laboratory, Warsaw, Poland; ⁴ Institute of Applied Physics, Warsaw, Poland; ⁵ V.N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, Ukraine; ⁶ A. Soltan Institute for Nuclear Studies, Warsaw, Poland; ⁷ Russian Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

Angular distributions of the ${}^{9}\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{C}){}^{8}\text{Li}$ reaction were measured (Warsaw cyclotron C-200) at $E_{\text{lab}}({}^{11}\text{B})=45$ MeV for the transitions to the ground and excited states of ${}^{12}\text{C}$ and ${}^{8}\text{Li}$.

The data were analysed by the coupled-reaction-channel method [1]. The elastic and inelastic scattering of ${}^{9}\text{Be} + {}^{11}\text{B}$ and one- and two-step transfers were included in the channel coupling scheme. The optical model (OM) potentials of Woods-Saxon type with volume absorption were used for both entrance and exit reaction channels. The OM parameters obtained from the ${}^{9}\text{Be} + {}^{11}\text{B}$ elastic scattering data at different energies were taken from Ref. [2] for the entrance reaction channel.

It was found that the proton transfer dominates in the ${}^{9}Be({}^{11}B, {}^{12}C){}^{8}Li$ reaction. The 3 He-transfer (curve < 3 He> in Fig. 1) and two-step transfers are rather negligible. The ${}^{12}C + {}^{8}Li$ OM parameters were deduced.



Fig. 1. Angular distributions of the ${}^{9}Be({}^{11}B, {}^{12}C){}^{8}Li$ reaction for transitions to the ground and excited states of ${}^{12}C$ and ${}^{8}Li$.

I.J.Thompson // Comput.Phys.Rep. 1988. V.7. P.167.
 A.T.Rudchik et al. // Nucl. Phys. A. 2003. V.714. P.391.

⁹Be(¹¹B, ¹²B)⁸Be REACTION MECHANISM

V.M. Kyryanchuk¹, A.T. Rudchik¹, A. Budzanowski², A. Szczurek², B. Czech², J. Choiński³, T. Czosnyka³, L. Głowacka⁴, S. Kliczewski², E.I. Koshchy⁵, S.Yu. Mezhevych^{1,6}, A.V. Mokhnach¹, K. Rusek⁶, S.B. Sakuta⁷, R. Siudak², I. Skwirczyńska²

 ¹ Institute for Nuclear Research, Kyiv, Ukraine; ² H. Niewodniczański Institute of Nuclear Physics, Cracow, Poland; ³ Heavy Ion Laboratory of Warsaw University, Warsaw, Poland; ⁴ Institute of Applied Physics, Warsaw, Poland; ⁵ V.N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, Ukraine; ⁶ A. Soltan Institute for Nuclear Studies, Warsaw, Poland; ⁷ Russian Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

Angular distributions of the ${}^{9}\text{Be}({}^{11}\text{B}, {}^{12}\text{B}){}^{8}\text{Be}$ reaction were measured (Warsaw cyclotron C-200) at $E_{\text{lab}}({}^{11}\text{B})=45$ MeV for the transitions to the ground and 0.953 MeV (2⁺), 2.94 MeV (2⁺) excited states of ${}^{12}\text{B}$ and ${}^{8}\text{Be}$, respectively.

The data were analysed by the coupled-reaction-channel method [1]. The elastic and inelastic scattering of ${}^{9}\text{Be} + {}^{11}\text{B}$ and one- and two-step transfers were



Fig. 1. Angular distributions of the ${}^{9}Be({}^{11}B, {}^{12}B)^{8}Be$ reaction

included in the channel coupling scheme. The optical model (OM) potentials of Woods-Saxon type with volume absorption were used for both entrance and exit reaction channels. The OM parameters obtained from the ${}^{9}\text{Be} + {}^{11}\text{B}$ elastic scattering at different energies were taken from Ref. [2] for the entrance channel of the reaction.

It was found that the neutron transfer dominates in the ${}^{9}\text{Be}({}^{11}\text{B},{}^{12}\text{B}){}^{8}\text{Be}$ reaction. The *t*-transfer (curve <t> in Fig. 1) and two-step transfers are negligible. The ${}^{12}\text{B} + {}^{8}\text{Be}$ OM parameters were deduced.

2. A.T.Rudchik et al. // Nucl. Phys. A. 2003. V.714. P.391.

^{1.} I.J.Thompson // Comput.Phys.Rep. 1988. V.7. P.167.

ISOBARIC EFFECTS IN ⁹Be(¹¹B, ¹²C)⁸Li AND ⁹Be(¹¹B, ¹²B)⁸Be REACTIONS

V.M. Kyryanchuk¹, A.T. Rudchik¹, A. Budzanowski², A. Szczurek², B. Czech², J. Choiński³, T. Czosnyka³, L. Głowacka⁴, S. Kliczewski², E.I. Koshchy⁵, S.Yu. Mezhevych^{1,6}, A.V. Mokhnach¹, K. Rusek⁶, S.B. Sakuta⁷, R. Siudak², I. Skwirczyńska²

¹ Institute for Nuclear Research, Kyiv, Ukraine; ² H. Niewodniczański Institute of Nuclear Physics, Cracow, Poland; ³ Heavy Ion Laboratory, Warsaw, Poland; ⁴ Institute of Applied Physics, Warsaw, Poland; ⁵ V.N. Karazin Kharkiv National University, Kharkiv, Ukraine; ⁶ A. Soltan Institute for Nuclear Studies, Warsaw, Poland; ⁷ Russian Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

Angular distributions of the ${}^{9}Be({}^{11}B, {}^{12}B){}^{8}Be$ and ${}^{9}Be({}^{11}B, {}^{12}C){}^{8}Li$ reactions were measured (Warsaw cyclotron C-200) at the energy $E_{lab}({}^{11}B) = 45$ MeV for the transitions to the ground and excited states of ${}^{8}Be, {}^{12}B, {}^{8}Li, {}^{12}C$ in the same experiment with the ${}^{9}Be + {}^{11}B$ scattering [1].

It was found that cross sections of these reactions differ significantly. In Fig. 1, one can see this difference in absolute units (curve $\Delta\sigma(\theta)$) and as the asymmetry (lower panel) $D(\theta) = (\sigma_B(\theta) - \sigma_C(\theta))/(\sigma_B(\theta) + \sigma_C(\theta))$, where $\sigma_B(\theta)$ and $\sigma_C(\theta)$ are the cross sections of the ⁹Be(¹¹B, ¹²B)⁸Be and ⁹Be(¹¹B, ¹²C)⁸Li reactions, respectively.



The reaction data were analysed within the coupled-reactionchannel method [2].

The observed isobaric effects are discussed accounting differences of the ¹²B + ⁸Be and ¹²C + ⁸Li OM potentials and ⁹Be structures: ⁹Be \rightarrow ⁸Be + n and ⁹Be \rightarrow ⁸Li + p.

A.T.Rudchik et al. // Nucl.Phys. A. 2003. V.714. P.391.

I.J.Thompson // Comput.Phys.Rep. 1988. V.7. P.167.

Fig. 1. Angular distributions of the ${}^{9}Be({}^{11}B, {}^{12}B){}^{8}Be$ and ${}^{9}Be({}^{11}B, {}^{12}C){}^{8}Li$ reactions and difference of their cross sections in absolute units (curve $\Delta\sigma(\theta)$) and as the asymmetry $D(\theta)$ (lower panel).

РЕФРАКТИВНОЕ ПОВЕДЕНИЕ РАССЕЯНИЯ ¹⁶O+¹⁴C

А.С. Демьянова¹, Г. Болен², Ю.А. Глухов¹, С.А. Гончаров³, А. Изадпанах³, В.А. Маслов⁴, А.А. Оглоблин¹, Ю.Э. Пенионжкевич⁴, М.В. Рожков¹, Ю.Г. Соболев⁴, В. Трашка⁵, Г.П. Тюрин⁶, С.В. Хлебников⁶, В.фон Эртцен² ¹ ФГУ РНЦ "Курчатовский институт", Москва
² Институт Гана-Мейтнер, Берлин, Германия ³ НИИЯФ МГУ, Москва

⁴ ОИЯИ, Дубна ⁵ Университет Ювяскула, Финляндия ⁶ Радиевый институт им. В.Г.Хлопина, С.- Петербург

Изучение упругого рассеяния ¹⁶O + ¹²C продемонстрировало серьезные преимущества несимметричных комбинаций сталкивающихся ядер для исследования радужных процессов по сравнению с симметричными системами ${}^{16}O + {}^{16}O$ и ${}^{12}C + {}^{12}C$. Мы предприняли исследование соседней несимметричной системы ¹⁶O+¹⁴C [1]. Были проведены измерения дифференциальных сечений упругого рассеяния ¹⁶O + ¹⁴C при энергии ядер ¹⁶O 132 и 281 МэВ и ядер ¹⁴С 334.4 МэВ. В противовес тому, что ожидалось, во всех случаях рассеяние носит рефрактивный характер, а при энергии 132 МэВ наблюдается ядерная радуга. Угловое распределение для ¹⁶О + ¹⁴С при энергии 281 МэВ ранее было измерено до 60° , и вблизи угла $\theta = 40^{\circ}$ обнаруживает небольшой перегиб, который по аналогии с ¹⁶O + ¹²C можно приписать вторичному радужному минимуму. В то же время расчет предсказывал появление четкой радужно-подобной структуры с главным минимумом вблизи 70° , даже более интенсивной, чем в случае ${}^{16}\text{O} + {}^{12}\text{C}$. Для проверки этого предположения мы провели на циклотроне университета Ювяскула новые измерения в области больших углов при энергии 281 МэВ. Используемый для регистрации продуктов реакции метод кинематических совпадений был адаптирован для многодетекторной системы, что позволило за разумное время набрать достаточную статистику. Дополнительно для осуществления надежной нормировки сечений были проведены новые измерения в области самых малых углов на циклотроне института Гана-Мейтнер в Берлине с применением магнитного спектрометра.

Эксперимент показал, что в рассеянии ${}^{16}\text{O} + {}^{14}\text{C}$ при энергии 281 МэВ действительно проявляется четкая радужная структура. Однако радужный минимум расположен в районе 57°, а не 70°, как предсказывалось. Наблюдаемое положение минимума хорошо согласуется с эмпирической систематикой «угол - обратная энергия», полученной для системы ${}^{16}\text{O} + {}^{12}\text{C}$ [1]. Обсуждаются характеристики радужного рассеяния ядер ${}^{16}\text{O}$ на соседних мишенях ${}^{12}\text{C}$, ${}^{14}\text{C}$ и ${}^{16}\text{O}$.

1. A.A.Ogloblin, S.A.Goncharov, Yu.A.Glukhov, A.S.Dem'yanova, M.V.Rozhkov, V.P.Rudakov, W.H.Trzaska // Ядерная физика. 2003. Т.66. № 8. С.1523.

РЕФРАКЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ В СИСТЕМЕ $^{16}O + ^{13}C$

Ю.А. Глухов, К.П. Артемов, А.С. Демьянова, А.А. Оглоблин, В.П. Рудаков Российский Научный Центр «Курчатовский Институт»

Интерес к рефракционному рассеянию обусловлен возможностью получения информации об ядерном взаимодействии на малых расстояниях. Наиболее ярко оно проявляется в угловых распределениях дифференциальных сечений упругого рассеяния. Ранее сообщалось о результатах изучения ${}^{16}\text{O}{+}^{12}\text{C}$ рассеяния [1]. В настоящей работе приводятся новые данные по изучению рефракционного рассеяния в системе ${}^{16}\text{O}{+}^{13}\text{C}$.

Поиски рефракционных структур на изотопах углерода предпринимались давно. Однако их интенсивное проявление наблюдалось только для систем с участием ядер ¹⁶O и ¹²C. Сложилось мнение, что это не случайно и связано с альфа - частичной природой этих ядер. В нашей работе произведена оптимизация условий эксперимента и получены выразительные Эйри структуры в угловом распределении упругого рассеяния ¹⁶O+¹³C при энергии 132 МэВ.

Эксперимент проводился на циклотроне Курчатовского института. Пучок шестизарядных ионов ¹⁶О попадал на мишень ¹³С с обогащением 80%. Продукты реакций регистрировались тремя dE-E телескопами.

Угловое распределение упругого рассеяния измерено в интервале 7^0-90^0 в с.ц.м. На передних углах наблюдаются осцилляции Фрауенгофера, в диапазоне 40^0-90^0 – рефракционные структуры. Сравнение форм угловых распределений на ядрах ¹²С и ¹³С показывает, что они подобны. В каждом наблюдается по два Эйри минимума. Согласно идентификации, проведенной ранее для случая ¹²С, это минимумы третьего и четвертого порядка.

Была проведена оценка радиусов взаимодействия, к которым чувствительны обнаруженные Эйри структуры. Для этого использовалась процедура обрезания парциальных волн с малыми *L*. Связав значения *L*_{cut} с радиусами, получили значения 2.3 ферми для минимума третьего порядка и 1.8 ферми – четвертого. Для сравнения радиус сильного поглощения для данной системы равен 6 ферми.

Одновременно было измерено угловое распределение реакции передачи ${}^{13}C({}^{16}O, {}^{15}N){}^{14}N_{0.0}$. Рефракционные структуры в нем проявляются слабо.

1. A.A.Ogloblin, S.A.Goncharov, Yu.A.Glukhov, A.S.Dem'yanova, M.V.Rozhkov, V.P.Rudakov, W.H.Trzaska // Yad. Fiz. 2003. V.66. P.1523.

ИЗУЧЕНИЕ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ¹⁶O+¹²С ПРИ ЭНЕРГИИ ЯДЕР ¹⁶О 330 МэВ

А.С. Демьянова¹, Ю.А. Глухов¹, С.А. Гончаров², А.А. Оглоблин¹, М.В. Рожков¹, В. Трашка³, Г.П. Тюрин⁴, С.В. Хлебников⁴ ¹ ФГУ РНЦ "Курчатовский институт", Москва ² НИИЯФ МГУ, Москва ³ Университет Ювяскула, Финляндия ⁴ Радиевый институт им. В.Г.Хлопина, С.- Петербург

Проведенное нами исследование упругого рассеяния ¹⁶O + ¹²C при энергии 281 МэВ [1] и анализ литературных данных при энергии 300 МэВ [2] привели к пересмотру прежней классификации радужных структур: минимумы Эйри, определенные ранее как главные, на самом деле оказались структурами второго порядка и т.д.

В результате был найден [1] новый 6-параметрический феноменологический потенциал Вудса-Саксона с действительным объемным интегралом, который оказался на 25% больше объемных интегралов, полученных ранее.

Ввиду важности полученного результата, требовалось его подтверждение. С этой целью мы провели новые измерения сечений упругого рассеяния для системы ¹⁶O + ¹²C при энергии ядер ¹⁶O 330 МэВ на циклотроне университета Ювяскула в интервале углов 7°-90° (Ц-система). Эти измерения полностью перекрывают угловой интервал, представляющий интерес. При измерениях дифференциальных сечений упругого рассеяния ¹⁶O + ¹²C были применены два способа регистрации продуктов реакций: телескопный метод и методика кинематических совпадений.

В полученных дифференциальных сечениях упругого рассеяния проявляются радужные структуры, аналогичные тем, которые наблюдались в случае 281 и 300 МэВ - данных. Эйри-минимумы при 330 МэВ локализуются на прямых линиях в плоскости $\theta_{\text{мин}}$ - $1/E_{cum}$, в соответствии с установленной новой систематикой [1]. Найденные оптические потенциалы также находятся в согласии с результатами анализа [1], хорошо воспроизводящими весь комплекс имеющихся данных от 132 до 1500 МэВ.

- 1. А.А.Оглоблин, С.А.Гончаров, Ю.А.Глухов, А.С.Демьянова и др.// Ядерная физика. 2003. Т.66. № 8. С.1523.
- 2. M.E.Brandan, A.Menchaca-Rocha, L.Trache, et al. // Nucl. Phys. A. 2001. V.688, P.659.

ANGULAR DISTRIBUTIONS OF α-PARTICLES EMITTED BY ORIENTED ²⁵³Es AND ²⁵⁵Fm NUCLEI

G.M. Gurevich¹, A.L. Erzinkyan², P.-D. Eversheim³, V.T. Filimonov⁴, V. Golovko⁵, P. Herzog³, I. Kraev⁵, A.A. Lukhanin⁶, A.A. Belyaev⁶, V.I. Noga⁶, V.P. Parfenova², T. Phalet⁵, A.V. Rusakov¹, N. Severijns⁵, Yu.G. Toporov⁴, V.N. Vyachin⁷, D. Zakoucky⁸

¹ Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia
 ² Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, Russia
 ³ Bonn University, Bonn, Germany
 ⁴ Research Institute for Atomic Reactors, Dimitrovgrad, Russia
 ⁵ Leuven University, Leuven, Belgium
 ⁶ Kharkov Institute of Physics and Technology, Kharkov, Ukraine
 ⁷ All-Russian Scientific Research Institute of Experimental Physics, Sarov, Russia
 ⁸ Nuclear Research Institute, Rez, Czech Republic

To investigate a relation between the angular anisotropy of the α -emission of oriented nuclei and their nuclear deformation [1], measurements had been performed of the α -particle angular distributions for strongly deformed ²⁵³Es and ²⁵⁵Fm nuclei using the low temperature nuclear orientation technique. Es and Fm activities were obtained by neutron irradiation of ²⁵²Cf targets in high flux reactor of RIAR (Dimitrovgrad) with subsequent radiochemical separation and purification of accumulated Es and Fm. The sources for the experiment were prepared using the ion implantation of these activities into pure iron foils at the electromagnetic isotope separator of the Bonn University. The measurements of the α -emission angular anisotropy in the temperature range 10 – 1000 mK were performed using the 3 He – 4 He dilution refrigerator of the Leuven University. The α -spectra were measured with high resolution charged particle detectors mounted inside the refrigerator at different angles relative to the nuclear orientation axis and operating at 4.2 K. The source temperature was monitored with calibrated ⁵⁴Mn(Ni) nuclear orientation thermometer. The observed quantity in this experiment is the angular distribution function $W(\theta)$ which is derived from the normalized radiation intensity at the emission angle θ . For favored $7/2^+ \rightarrow 7/2^+ \alpha$ -transitions of ²⁵³Es and ²⁵⁵Fm $W(\theta)$ may be written as

 $W(\theta) = 1 + fA_2B_2Q_2P_2(\cos\theta) + fA_4B_4Q_4P_4(\cos\theta).$

The factor *f* representing the effective fraction of nuclei that are oriented by the hyperfine interactions can be determined from the measured anisotropy of well known γ -transitions of ²⁵⁰Bk (daughter isotope of ²⁵⁴Es contained in the source). P_k are the Legendre polynomials, Q_k account for finite dimensions of source and detector and B_k are the orientation parameters. The nuclear information of interest is being extracted from the directional distribution parameters A_k . The work is supported by INTAS (grant No. 00-00195) and by the Russian Foundation of Basic Research (grant No. 03-02-16175).

1. В.Н.Вячин, П.Герцог, Г.М.Гуревич и др. // ВАНТ. Серия: Физика ядерных реакторов. 2003. Вып. 1-2. С.44.

НОВЫЕ ДАННЫЕ О ПАРАМЕТРАХ ИЗОСПИНОВОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ ГДР ЯДРА ⁹⁰ZR

В.В. Варламов, Н.Н. Песков, Д.С. Руденко, М.Е. Степанов, В.В. Чесноков Центр данных фотоядерных экспериментов Научно-исследовательского института ядерной физики им. Д.В.Скобельцына, Физический факультет МГУ им. М.В.Ломоносова

Критически пересмотрены /1/ опубликованные ранее /2, 3/ данные о величине изоспинового расщепления ΔЕ и соотношении изоспиновых компонент R гигантского дипольного резонанса (ГДР) ядра ⁹⁰Zr. С использованием возможностей полной базы данных по ядерным реакциям /4/ детально проанализирована доступная информация по фотопротонному /3/ и фотонейтронному /5/ каналам расщепления ядра ⁹⁰Zr, характеристики которых определяют основные параметры изоспинового расщепления гигантского дипольного резонанса (ГДР). Проанализированы новые данные по сечениям фотонейтронных реакций ${}^{90}Zr(\gamma,n)^{89}Zr$ и ${}^{90}Zr(\gamma,2n)^{88}Zr$, полученные /6/ в результате совместной взаимной корректировки данных двух экспериментов на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов, выполненных в Ливерморе (США) и Сакле (Франция). К анализу привлекается информация /7/ об энергетических положениях состояний с различными значениями изоспина в ядре ⁹⁰Zr и соседних с ним ядрах – членах соответствующего изоспинового мультиплета. На основании совместного анализа данных о состояниях ГДР ядра ⁹⁰Zr, проявляющихся в сечениях фотонейтронных и фотопротонной реакций, и возможных каналах их распада с участием состояний с различными значениями изоспина в соседних ядрах получены новые данные о параметрах изоспинового расщепления ГДР ядра ⁹⁰Zr: $\Delta E = 3.3 \pm 0.2$ МэВ, R = 0.14.

Работа частично поддержана грантами Президента РФ № НШ-1619.2003.2, Программы «Университеты России» № УР.02.01.025 и РФФИ № 03-07-90431.

- 1. И.Н.Бобошин, В.В.Варламов, И.В.Сафонов, М.Е.Степанов, М.Г.Урин // Препринт НИИЯФ МГУ 2003-25/738.
- K.Shoda, H.Miyase, M.Sugawara, T.Saito, S.Oikawa, A.Suzuki, J.Uegaki // Nucl.Phys. A. 1975. V.239. P.397.
- 3. K.Shoda. Phys.Rep. 1979. V.53.P.343.
- 4. Международная база данных по ядерным реакциям (http://depni.sinp.msu.ru/cdfe/exfor/index.php).
- A.Lepretre, H.Beil, R.Bergere, P.Carlos, A.Veyssiere // Nucl.Phys. A. 1971. V.175, P.609.
- 6. В.В.Варламов, Н.Н.Песков, Д.С.Руденко, М.Е.Степанов // Препринт НИИЯФ МГУ-2003-2/715, М., 2003.
- 7. Полная реляционная база ядерно-спектроскопических данных (http://depni.sinp.msu.ru/cdfe/services/ensdfr.html).

СИСТЕМАТИКА ИЗОСПИНОВЫХ КОМПОНЕНТ СЕЧЕНИЙ ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ

М.А. Ёлкин, Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, Е.И. Лилеева, Е.В. Широков Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В.Скобельцына Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова

Как известно, сечение фотопоглощения $\sigma(E)$ несамосопряженного ($N \neq \infty$ Z) ядра в области гигантского дипольного резонанса (ГДР) формируется из двух расщеплённых по энергии изоспиновых компонент $\sigma_{\leq}(E)$ и $\sigma_{\geq}(E)$, т.е. $\sigma(E) = \sigma_{<}(E) + \sigma_{>}(E)$, где индексы < и > отмечают состояния ГДР с изоспинами $T_{<} = T_0$ и $T_{>} = T_0 + 1$ (T_0 – изоспин основного состояния). Эти компоненты известны лишь для отдельных ядер. В настоящей работе создана наиболее полная систематика изоспиновых компонент сечений фотопоглощения для ядер с массовыми числами от 12 до 65. Эти компоненты получены для 24 несамосопряжённых ядер в области энергий до 40 МэВ. В зависимости от способа получения изоспиновых компонент ядра были разбиты на две группы:

a) 13,14 C, 15 N, 17,18 O, 25,26 Mg, 29,30 Si; *b*) 19 F, 23 Na, 27 Al, 34 S, 40 Ar, 42,44,48 Ca, 46,48 Ti, 52 Cr, 58,60 Ni μ 63,65 Cu.

Группу а составили ядра, для которых в работе [1] в результате анализа экспериментальных фотонуклонных сечений удалось в области *E* < 30 МэВ разделить сечения фотопоглощения на изоспиновые компоненты. Результаты работы [1] в настоящем исследовании уточнялись и распространялись на область энергий 30 – 40 МэВ.

Для ядер группы б деление экспериментальных сечений фотопоглошения было осуществлено на основе общих соотношений, даваемых концепцией изоспинового расщепления гигантского дипольного резонанса [2, 3]. Существенным новым элементом этой процедуры было то, что энергетическая зависимость (форма) изоспиновых компонент выбиралась такой же, как у экспериментального сечения фотопоглощения ближайшего самосопряжённого ядра (где изоспиновое расщепление отсутствует и «в чистом виде» остаётся одна изоспиновая компонента гигантского резонанса). Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ НШ-1619.2003.2.

1. K.G.McNeill, M.N.Thompson et al. // Phys.Rev. 1993. V.47. P.1108.

- 2. B.Goulard and S.Fallieros // J. Can. Phys. 1967. V.45. P.3221.
- 3. R.Ö.Akyüz and S.Fallieros // Phys. Rev. Lett. 1971. V.27. P.1016.

ПРОЦЕДУРА «ВЫКЛЮЧЕНИЯ» ИЗОСПИНОВОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА КАК КРИТЕРИЙ РОЛИ ЭТОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ В ФОРМИРОВАНИИ ШИРИНЫ РЕЗОНАНСА

М.А. Ёлкин, Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, Е.И. Лилеева, Е.В. Широков Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В.Скобельцына Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова

В тезисе доклада «Систематика изоспиновых компонент сечений фотопоглощения», представленного нами на данное совещание, сообщено о создании наиболее полной систематики изоспиновых компонент сечений фотопоглощения ядер с массовыми числами от 12 до 65. Знание изоспиновых компонент сечений фотопоглощения позволяет установить количественно роль изоспинового фактора в формировании ширины сечений фотопоглощения с помощью процедуры «выключения» изоспинового расщепления ГДР. Выключение изоспинового расщепления ГДР означает, что изоспиновые компоненты сечений фотопоглощения перестают быть расщеплёнными по энергии. Они смещаются по энергии навстречу друг другу до совпадения (совмещения), что должно привести к формированию более узкого ГДР, характерного для самосопряжённых ядер, у которых фактор изоспинового расщепления отсутствует. Та ширина ГДР, которая остаётся у несамосопряжённого ядра с выключенным изоспиновым расщеплением, формируется уже другими факторами (разбросом дипольных переходов из одной оболочки и несферичностью ядра). Нужно напомнить, что выключение изоспинового расщепления практически приводит и к выключению конфигурационного расщепления, так как ветвь ГДР с большим изоспином у несамосопряжённого ядра с незаполненной внешней оболочкой формируется главным образом за счёт дипольных переходов из этой же оболочки. В процедуре выключения изоспинового расщепления ГДР (т.е. совмещении изоспиновых компонент $\sigma_{<}(E)$ и $\sigma_{>}(E)$) важно использовать чёткий критерий того, какое сближение $\sigma_{<}(E)$ и $\sigma_{>}(E)$ по энергии считать их совмещением. Это особенно существенно для лёгких ядер, изоспиновые компоненты ГДР которых сильно разбросаны по энергии и часто не имеют отчётливо выраженного одного максимума .Критерий совпадения изоспиновых компонент по энергии, который мы использовали, состоял в следующем. Компоненты сближаются до тех пор, пока они не сформируют минимально узкий ГДР. Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ НШ-1619.2003.2.

ОПРЕДЕЛЕЛЕНИЕ ГЛАВНОГО ЧИСЛОВОГО ПАРАМЕТРА В ФОРМУЛЕ ДЛЯ ВЕЛИЧИНЫ ИЗОСПИНОВОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ ГИГАНТСКОГО РЕЗОНАНСА

М.А. Ёлкин, Б.С. Ишханов, И.М. Капитонов, И.В. Макаренко, Е.И. Лилеева, Е.В. Широков

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В.Скобельцына Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова

Согласно концепции изоспинового расщепления гигантского дипольного резонанса (ГДР) у несамосопряжённых ядер ($N \neq Z$) возникает две расщеплённые по энергии изоспиновые ветви этого резонанса - с изоспином $T_{<} = T_0$ и $T_{>} = T_0 + 1$, где $T_0 = (N - Z)/2$ – изоспин основного состояния ядра. Центр тяжести $T_{>}$ - ветви $E_{>}$ лежит выше, чем центр тяжести $T_{<}$ - ветви $E_{<}$, т.е. возникает расщепление ГДР по изоспину, причем величина этого расщепления согласно [1] даётся формулой:

$$\Delta E = E_{>} - E_{<} = \frac{U}{A} (T_{0} + 1), \qquad (1)$$

где *А* – массовое число, а *U* – константа, связанная с энергией симметрии. Эта константа – главный числовой параметр, определяющий масштаб изоспинового расщепления. Её определение на основании опытных сведений – одна из задач физики ГДР. Появление обширной систематики изоспиновых компонент сечений фотопоглощения, созданной на основе экспериментальных данных для ядер с A = 12 - 65 (см. наш тезис к совещанию), позволяет получить числовое значение константы U в широкой области массовых чисел. Для получения U использовалась процедура «выключения» изоспинового расщепления ГДР (см. соответствующий тезис). Эта процедура для каждого ядра автоматически давала значение ΔE . Далее это значение подставлялось в формулу (1) и из неё рассчитывалась величина U. Результирующее значение этой константы по 22 несамосопряжённым ядрам оказалось следующим: $U = 64 \pm 10$ МэВ. Не обнаружено скольконибудь заметного изменения этой константы с изменением массового числа А. Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ НШ-1619.2003.2.

1. B.Goulard and S.Fallieros // J. Can. Phys. 1967. V.45. P.3221.

О ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКОМ ОПИСАНИИ СЕЧЕНИЙ ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ И ПАРЦИАЛЬНЫХ ФОТОНУКЛОННЫХ РЕАКЦИЙ С ВОЗБУЖДЕНИЕМ ГДР

М.Л. Горелик, М.Г. Урин

Московский инженерно-физический институт (государственный университет)

В представленной работе продолжены выполненные в [1] исследования возможности полумикроскопического описания сечений фотопоглощения и парциальных фотонуклонных реакций с возбуждением гигантского дипольного резонанса (ГДР) в магических и полумагических ядрах. Полумикроскопический подход к описанию свойств гигантских резонансов основан на использовании: 1) уравнений континуумного приближения случайной фазы (КПСФ); 2) феноменологического среднего поля ядра и (не зависящего от импульсов нуклонов) частично-дырочного взаимодействия Ландау-Мигдала, связанных условиями частичного самосогласования; 3) феноменологического учета фрагментационного эффекта в терминах универсального фрагментационного параметра. Для количественного описания указанных фотоядерных реакций оказался необходимым также учет изовекторной части сил, зависящих от импульсов нуклонов и выбранных в [1] в простейшем (сепарабельном) виде.

Новыми по сравнению с использованными в [1] элементами подхода являются: 1) модельно-независимый метод учета изовекторной части скоростных сил путем масштабного преобразования входящей в уравнения КПСФ энергии возбуждения (энергии γ -кванта): $\omega \rightarrow \omega/(1+\kappa')^{1/2}$ (параметр κ' , определяющий превышение интегрального сечения фотопоглощения над правилом сумм Томаса-Рейха-Куна (в $(1+\kappa')$ раз) находится из условия наилучшего описания сечения фотопоглощения); 2) учет вклада изоскалярной части сил Ландау-Мигдала при решении уравнений КПСФ (см., например, обзор [2]); 3) включение в диагонализационную процедуру захватного состояния нуклона при описании радиационного захвата; 4) использование единого (зависящего от энергии и координат) фрагментационного параметра (путем замены $\omega \rightarrow \omega + iI/2$ в уравнениях КПСФ [1,2]) как при описании силовых функций гигантских резонансов, так и амплитуд реакций с вылетом нуклона.

Современная версия полумикроскопического подхода использована для описания сечения фотопоглощения (с использованием подгоночного параметра κ') и парциальных сечений (n, γ)- и (γ ,n)-реакций (без использования свободных параметров). Результаты расчетов, выполненных для ядермишеней ⁸⁹Y, ¹⁴⁰Ce и ²⁰⁸Pb, сравниваются с имеющимися экспериментальными данными.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 02-02-16655). 1. V.A.Rodin and M.H.Urin // Phys. Rev. C. 2002. V.66. 064608; В.А.Родин, М.Г.Урин,

Изв. РАН. Сер. физ. 2003. Т.67. С.1611.

2. М.Л.Горелик, М.Г.Урин // ЯФ. 2003. Т.66. С.1931.

НОВЫЕ ВОЗМОЖНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЙ N* В АНАЛИЗЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫХ НАБЛЮДАЕМЫХ ЭКСКЛЮЗИВНОГО ФОТО- И ЭЛЕКТРО- РОЖДЕНИЯ ПАР ПИОНОВ НА ПРОТОНЕ

В.Д. Буркерт², А.А. Болучевский¹, Б.С. Ишханов¹, В.И. Мокеев^{1,2}, М. Ангинольфи³, М. Баттальери³, Р. Де Вита³, Е.Н. Головач¹, Л. Елоурдрхири², Е.Л. Исупов¹, Н.С. Марков¹, Дж. Рикко^{3,4}, М. Рипани¹, М. Таюти⁴, Г.В. Федотов¹, Н.В. Шведунов¹
¹ НИИ ядерной физики МГУ, Россия
² Jefferson Laboratory, USA
³ Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (sez. di Genova), Italy
⁴ Universita' di Genova, Italy

Выполнены обширные исследования новых возможностей для определения электромагнитных формфакторов N* из измерений асимметрии пучка и двойной асимметрии пучок-мишень в эксклюзивном канале рождения пар заряженных пионов на протоне фотонами. Исследовано влияние возбуждений N* на перечисленные наблюдаемые в рамках модели реакции, развитой в коллаборации MГУ-JLAB-INFN [1,2]. Расчеты асимметрии выполнены с электромагнитными формфакторами N* и параметрами нерезонансных механизмов, извлеченными из наилучшего описания последних данных коллаборации CLAS [3,4] в рамках подхода [1,2].

Выполненные исследования влияния N* на поляризационные наблюдаемые показали:

-данные по двойной поляризационной асимметрии пучок-мишень значительно повышают надежность в разделении полной силы возбуждения N* между спиральными формфакторами $A_{1/2}$ и $A_{3/2}$,

-измерения асимметрии пучка открывают возможности для получения первых в мире данных по кулоновским возбуждениям всей совокупности N* с массами <2.0 ГэВ.

Развитый метод будет использован для совместного анализа последних данных коллаборации CLAS по неполяризованным сечениям и поляризационным асимметриям фото- и электро- рождения $\pi^+\pi^-$ - пар на протоне для извлечения электромагнитных формфакторов N*.

- 1. В.И.Мокеев, М.Рипани и др. // Ядерная Физика. 2003. Т.66. С.1322.
- 2. В.Д.Буркерт, В.И.Мокеев и др. // Ядерная Физика. 2003. Т.66. С.2199.
- 3. M.Ripani, V.D.Burkert, V.I.Mokeev, et..al.(CLAS Collaboration) // Phys.Rev.Lett. 2003. V.91. 022002.
- 4. M.Bellis. PhD dissertation. RPI. USA. 2003.

РЕАКЦИИ ¹²С(γ,n)³Не2α В ПРОМЕЖУТОЧНОЙ ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ

С.Н. Афанасьев, А.Ф. Ходячих ННЦ «Харьковский физико-технический институт», Харьков, Украина

Измерено полное сечение реакции ${}^{12}C(\gamma,n)^{3}He2\alpha$ в энергетическом интервале от порога реакции до 150 МэВ методом диффузионной камеры в магнитном поле, заполненной смесью метана с гелием. Максимальной величины сечение достигает при E_{γ} =37 МэВ и плавно уменьшается с ростом энергии. Отношение полных сечений реакции ${}^{12}C(\gamma,n)^{3}He2\alpha$ и «зеркальной» реакции ${}^{12}C(\gamma,p)t2\alpha$ [1] за гигантским резонансом близко к единице, что подтверждает модель поглощения фотона нуклонной парой.

Сравнение распределения по энергии относительного движения трех частиц (α 1, α 2 и ³He) с фазовым распределением свидетельствует, что реакция идет через промежуточное возбужденное состояние ядра ¹¹С. Максимальной величины распределения достигают при E₀=15.23±0.07 МэВ с полушириной максимума Г=3.02±0.08 МэВ. Наблюдается последовательный распад возбужденного состояния ядра ¹¹С по каналам ${}^{11}C^* \rightarrow {}^8Be^* + {}^3He$ и ${}^{11}C^* \rightarrow {}^7Be^* + \alpha$. Надежно выделено основное состояние ядра ⁸Be. Интегральный вклад этого канала в полное сечение составляет (15±1) %. В спектре возбуждения αα-системы, кроме основного, обнаружено только первое возбужденное состояние ядра ⁸Be с $E_0=3.04$ МэB. В системе ³He⁴He максимумы наблюдаются в районе известных возбужденных состояний ⁷Ве: третьего с Е₀=4.57 МэВ и четвертого с Е₀=6.73 МэВ [2]. Удовлетворительное описание спектров возбуждения получено, приняв относительный вклад каналов образования состояний ⁸Be (E_0 =3.04 MэB), ⁷Be (E_0 =4.57 МэВ) и ⁷Ве (E_0 =6.73 МэВ) пропорциональным 0.7:0.1:0.2 соответственно. Таким образом, установлено, что реакция идет через стадию двухчастичной с образованием высоковозбужденного состояния ядра ¹¹С, которое последовательно распадается через возбужденные состояния ⁸Be^{*} и ⁷Be^{*}.

Измерены угловые распределения нейтрона в четырех энергетических интервалах γ-кванта. Они асимметричны относительно 90°. Коэффициент асимметрии увеличивается с ростом энергии γ-кванта. Угловые распределения согласуются с расчетом, выполненным в рамках модели парного поглощения фотона с учетом эффектов обменного мезонного тока (MEC) [3] и подтверждают предсказание модели о возрастающей роли MEC с ростом энергии возбуждения промежуточного ядра.

- 1. В.И.Волощук, И.В.Догюст и др. // ЯФ. 1989. Т.49. В.4. С.916.
- 2. F.Ajzenberg-Selove // Nucl.Phys.A. 1988. V.490. P.1.
- 3. P.D.Harty, J.C.McGeorge et al. // Phys.Rev. C. 1995. V.51. P.1982.

PRODUCTION OF THE ^{178m2}Hf ISOMER AT 4.5 GeV ELECTRON ACCELERATOR

S.A. Karamian¹, J.J. Carroll², J. Adam^{1,3} and N.A. Demekhina⁴ ¹ JINR, Dubna, Russia; ² Youngstown State University, Youngstown, Ohio, USA ³ Nuclear Physics Institute, Rez, Prague, Czech Republic; ⁴ Institute of Physics, Yerevan, Armenia

High-productivity methods are requested for the accumulation of long-lived isomers in an amount that is enough for the creation of isomeric targets. The possibility to store and release energy with isomers has been discussed during past years. One of the best candidates – the ^{178m2}Hf 31-years-lived isomer was produced using the Los-Alamos high-current proton accelerator at an energy of 800 MeV, Ref. [1]. The cross-section of the ¹⁷⁶Yb(⁴He,2n)^{178m2}Hf and of some other producer reactions are also known. Now, we test the possibility of the ^{178m2}Hf isomer production with a 4.5 GeV bremsstrahlung beam at electron synchrotron. One can not expect much higher productivity with photons, because of generally lower cross-section of photonuclear interactions, as compared to hadrons interaction. But experimental results had not yet been reported in literature, and present measurements would be relevant.

In Ta target activated at Yerevan synchrotron by 4.5 GeV bremsstrahlung, a presence of 178m2 Hf has been detected with good statistical accuracy after γ activity spectra measurements. The integrated and mean cross-section values are deduced from the experiment. Isomer-to-ground state ratio could be then estimated and compared with known for p+Ta reaction studied at 660 MeV in Ref. [2]. In the present experiment, the relatively thin converter and target are used for better definition of the experimental conditions. However, the assembling exposed to the electron beam at high productivity irradiations should be thick and the converter can be unified together with the target sample. A problem of productivity optimization is solved analytically, and the highest productivity value is estimated with the absolute calibration to the experimental yield. The maximum yield of ^{178m2}Hf is expected to be of about 2.5 10⁹ nuclei/s with the electron beam current of 100 µA. This value includes only the yield created by the bremsstrahlung-induced nuclear reactions. In the unified converter-target assembling, the direct nuclear interaction of electrons must produce an additional contribution; also secondary interactions at thick target should not be neglected. In total, the yield of about $(3-4)10^{9}$ ^{178m2}Hf isomeric atoms per second is realistic with the electron beam current of $100 \,\mu$ A. This is lower the yield achieved with the proton beam, however the total cost and radiation security conditions should be compared, as well. The power density released by the beam in a target is also of importance because of the heat removal problem. Such details can be clarified before realization of this method for the production of isomers at high-current accelerator of electrons at GeV range. Present results provide the base for numerical estimations.

1. H.A.O'Brien // Nucl. Instr. Meth. B. 1989. V.40/41. P.1126.

2. S.A.Karamian, et al. // Nucl. Instr. Meth. A. 2002. V.448. P.489.

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЯДРАХ ⁵⁴Fe И ⁵⁶Fe В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ ГИГАНТСКИХ РЕЗОНАНСОВ

В.М. Хвастунов, В.В. Деняк, Ю.Н. Ранюк

Национальный Научный Центр "Харьковский Физико-Технический Институт", Украина

Проведено исследование электровозбуждения электрических гигантских мультиполных резонансов в ядрах ⁵⁴Fe и ⁵⁶Fe в области переданных ядру импульсов от 0,5 до 1.7 Φm^{-1} , Это дало возможность исследовать резонансы вплоть до *E5*. Для обработки данных была применена методика с разбиением спектров рассеянных электронов на полосы и мультипольным анализом полос вместо выделения отдельного пика в первичном спектре. В таблице приведены полученные мультипольности *EL*, энергии возбуждения *E*_{*nes*} и приведенные вероятности *B*(*EL*) гигантских резонансов.

	⁵⁶ Fe		⁵⁴ Fe	
EL	Ерез, МэВ	$B(EL), \Phi M^{2\lambda} e^2$	<i>Е_{рез}</i> , МэВ	$B(EL), \Phi M^{2\lambda} e^2$
<i>E1</i>	10.3±0.1	0.06±0.03		
	14.2±0.5	1.1±0.7	16.0±0.9	2.6±0.3
	17.9±0.3	5.5±1.1	18.3±0.2	3.0±0.5
	20.3±0.8	1.5±0.5	20.3±0.2	6.4±0.3
E2(E0)	1-8	900±50	1-8	1700±50
	9.5±0.1	130±40	9.7±0.1	150±20
	11.9±0.9	200±100	13.8±0.2	860±70
	15.6±1.2	400±180	17.9±0.2	130±50
	22.8±0.5	1100±100	25.4±0.4	1000±50
E3	4-9	31500±1000	4-9	28800±700
			20.2±0.1	15009±350
	38.2±0.6	9600±1100	38.3±0.4	10900±800
<i>E5</i>	11.5±0.4	$(26\pm3)10^{6}$	12.6±0.4	$(12\pm2)10^{6}$

В обоих ядра обнаружен дополнительный гигантский квадрупольный резонанс при энергии $E_{pes}=51A^{-1/3}$. В ⁵⁴Fe проявился резонанс при энергии 20 МэВ, соответствующий 1 $\hbar\omega$ ветви *E3* резонанса. В обоих ядрах отсутствуют переходы с возбуждением *E4* резонанса, но наблюдаются вклады *E5* переходов в области возбуждения 10 – 15 МэВ.

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИИ ⁷Li(d,γ)⁹Be В ОБЛАСТИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ

Н.А. Буркова, К.А. Жаксыбекова, М.А. Жусупов Казахский национальный университет им. Аль-Фараби, г.Алматы

На прошлогодней конференции нами был представлен расчет реакции 9 Be(γ ,d)⁷Li [1]. Использовалась волновая функция ядра 9 Be в трехчастичной 2*ал*-модели [2]. В этой модели три компоненты имеют сравнимый вес. При проектировании этой волновой функции в ⁷Li*d*-канал получается суперпозиция *S*- и *D*-конфигураций, причем вес последней оказывается даже большим. Характеристики процесса фоторасщепления определяются резонансами в энергетической зависимости *p*-, *f*- и *g*-фаз ⁷Li*d*-рассеяния. При этом, нечетные фазы дают вклад в электрические дипольные переходы, а *g*-фаза - в электрический квадрупольный переход. Описание наблюдаемого в эксперименте сечения [3] требует учета интерференции квадрупольных и дипольных мультиполей.

Дополнительную информацию о структуре ядра ⁹Ве и потенциале ⁷Lid-взаимодействия может дать изучение обратной реакции радиационного захвата ⁷Li(d, γ)⁹Ве. Обычно считают, что резонанс, наблюдаемый здесь при E_d =360 кэВ, связан с возбуждением второго уровня с изотопическим спином T=3/2 и J^p =1/2⁻ при энергии возбуждения ядра ⁹Ве, равной 16.98 МэВ [4]. При этом излучаются квадрупольные гамма-кванты. В наших расчетах данный резонанс связан с испусканием дипольных гамма-квантов, обусловленных резонансным поведением *p*-фазы ⁷Lid-рассеяния [1]. Воспроизводятся положение, величина и ширина резонанса. Однако, окончательный ответ на природу возбуждения резонанса при 360 кэВ могло бы дать изучение угловых распределений излучаемых фотонов.

Экспериментальные данные по угловой зависимости сечения реакции ⁷Li(d, γ)⁹Be при E_d =6.0 МэВ [5] указывают на сильную интерференцию *E1*- и *E2*-мультиполей, что подтверждается нашими расчетами как прямого фоторасщепления (при E_{γ} =21-21.5 МэВ), так и обратной реакции. Показано также, что усиление *E2*-переходов в обоих процессах обусловлено резонансным поведением *g*-волны ⁷Li*d*-рассеяния.

5. Schmid et al. // Phys. Rev. C. 1993. V.48. P.441.

^{1.} Н.А.Буркова и др. Международное совещание по ядерной спектроскопии и структу-

ре атомного ядра "ЯДРО-2003", Москва, 2003 г., с.122

^{2.} В.И.Кукулин и др. // ЯФ. 1994. Т.54. С.1964.

^{3.} K.Shoda, T.Tanaka // Phys. Rev. C. 1999. V.59. P.239.

^{4.} F.Ajzenberg-Selove // Nucl. Phys. A. 1988. V.490. P.1.

МЕХАНИЗМ ДИНАМИЧНОГО ДЕЛЕНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР РЕЛЯТИВИСТСКИМИ ПРОТОНАМИ

Ю.А. Честнов

Петербургский институт ядерной физики им. Б. П. Константинова РАН, Гатчина, Россия

Обнаружено, что для аппроксимации измеренных до сих пор распределений угловых корреляций парных осколков деления тяжелых ядер протонами с энергией 140 МэВ $\leq E_p \leq$ 1000 МэВ [1–3] с точностью на уровне нескольких процентов достаточно суммы двух нормальных распределений. Значения их математических ожиданий и стандартных отклонений, отличающиеся в 2÷3 раза, плавно меняются при изменении энергии налетающих протонов. Это позволяет интерполировать экспериментальные распределения угловых корреляций [1, 3] в данном диапазоне энергий. Соответствующие энергетические зависимости полных сечений деления ядер ²³²Th [3] и ²³⁸U [4] в данном диапазоне могут быть аппроксимированы суммой двух функций экспоненциального распада первого порядка: убывающей от $E_p \approx 50$ МэВ и возрастающей от ≈ 100 МэВ до 1 ГэВ. При этом события деления, отвечающие возрастающей функции, группируются в парциальное распределение угловых корреляций с меньшими углами отклонения парных осколков от разлета в строго противоположных направлениях. При делении ¹⁸⁴W протонами с энергией 1 ГэВ такие события доминируют (≈ 83% полного сечения деления). В качестве быстрой стадии взаимодействия для таких событий обсуждаются квазиупругое рассеяние налетающего протона на малый угол и поглощение родившегося *п*-мезона парой нуклонов. По-видимому, в обоих случаях доминирует динамичное одностадийное деление, при котором остаточное ядро деформируется направленными нуклонными потоками, возникающими на быстрой стадии взаимолействия.

- 1. А.А.Котов и др. //ЯФ. 1974. Т.19. С.756.
- 2. F.D.Becchetti et al. // Phys. Rev. C. 1983. V.28. P.276.
- 3. F.Saint-Laurent et al. // Nucl. Phys. A. 1984. V.422. P.307.
- 4. A.I.Chtchetkovski et al. // Physica Scripta. 2003. V.T104. P.101.

THE EXCITATION FUNCTIONS AND ISOMERIC CROSS SECTION RATIOS FOR THE REACTIONS ^{84,86,87}Sr(^{6,4}He,n,2n)^{89mg}Zr

T.V. Chuvilskaya, A.A. Shirokova, M. Herman¹ Institute of Nuclear Physics, Moscow State University ¹National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory

Earlier isomeric cross section ratios of the reactions 86,87 Sr(α ,n,2n) 89mg Zr were investigation up to $E_{\alpha} = 13 \div 29$ MeV [1]. In this work the experimental values of the isomeric cross section ratios of these reactions are more specified. $\sigma_{g}(9/2^{+})/\sigma_{m}(1/2^{-})$ for 89 Zr ($T_{\frac{1}{2}}^{(9)} = 3,27 \partial$, $T_{\frac{1}{2}}^{(m)} = 4,18$ min) are calculated by code EMPIRE 2.18 [2]. The calculations of the excitation functions and isomeric cross section of the reaction 84 Sr(6 He,n) 89mg Zr are performed for the first time. It is interesting to compare the results of the calculated isomeric cross section ratios in the different nuclear reactions. The results are in a good agreement with the experimental data for α -particles induced reactions.

1. V.D.Avchuhov et al. // Izv. Ak. Nauk. Ser. Fiz. 1980. V.44. P.155.

2. M.Herman (to be published).

РЕЗОНАНСНОПОДОБНАЯ СТРУКТУРА, НАБЛЮДАЕМАЯ В РЕАКЦИИ ²²Ne(p, γ)²³Na

А.С. Качан, И.С. Ковтуненко, И.В. Кургуз, В.М. Мищенко, Р.П. Слабоспицкий ННЦ "Харьковский физико-технический институт", Украина

Изучен γ -распад резонансноподобной структуры (РПС), наблюдаемой в реакции ²²Ne(p, γ)²³Na в районе энергий возбуждения 9-12 МэВ (рис.а). Проведены измерения функции возбуждения данной реакции в интервале энергий ускоренных протонов E_p =0,8-2,5 МэВ. Для измерения выхода γ -квантов с $E_{\gamma} \ge 2,6$ МэВ применялся NaJ(Tl)-детектор размерами 150х100 мм. Измерены спектры и угловые распределения γ -квантов, образующихся при распаде резонансов при E_p =851, 948, 1593, 1721, 1835, 1906 кэВ, со-ставляющих данную РПС. Спектры измерялись в интервале углов 0°-90°



Ge(Li)-спектрометром с ΔE_{γ} =3,2 кэВ для E_{γ} =1332 кэВ. Из анализа экспери-

определены силы резонансных состояний ментальных данных $(S=(2J+1)\Gamma_{p}\Gamma_{n}/\Gamma)$, их спины и четности, коэффициенты ветвления, коэффициенты смешивания по мультипольностям, вероятности у-переходов. В результате проведенных измерений была обнаружена РПС, подобная тем, которые наблюдаются для нечетных ядер 27 Al, 31 P, ${}^{35, 37}$ Cl и четных 22 Na, ²⁶Al, ³⁰P, ³⁴Cl, исследованных нами ранее [1]. Центр тяжести (ЦТ) $(E_{um} = \Sigma_{\kappa} E_{\kappa} S_{\kappa} / \Sigma_{\kappa} S_{\kappa})$ данных РПС зависит линейно от A $(E_{um} = 11,84 - 0,05A)$. Все изученные нами переходы - это в основном М1-переходы с небольшой примесью Е2-мультипольности. Полученное распределение силы М1переходов в ядре ²³Na на основном (рис. б) и первом возбужденном (рис.в) состояниях носит резонансный характер. Как видно из рисунка, состояния РПС не принадлежат состояниям М1-резонанса на основном или первом возбужденном состояниях, хотя во всех предыдущих случаях принадлежали. Это может быть связано с тем, что для ²³Na наиболее интенсивные резонансы РПС распадаются в основном на возбужденное состояние с энергией E^{*}=2982 кэВ с интенсивностью для E_p =1278 (33%), 1721 (36%), 1835 (19%) кэВ соответственно. Положение ЦТ М1-резонанса на основном состоянии, равное 5,6±0,2 МэВ, находится в области энергий возбуждения, ожидаемой для ядер с незаполненной $d_{5/2}$ -подоболочкой, т.е. определяется только энергией спин-орбитального расщепления. В отличие от ядер с заполненной $d_{5/2}$ -подоболочкой, где на положение центра тяжести М1резонанса влияет величина nn(pp)-спаривания [1]. Положение ЦТ М1резонанса на состоянии 440 кэВ равно 6,0±0,3 МэВ, что соответствует гипотезе Бринка-Акселя.

1. А.С.Качан, А.Н.Водин, В.М.Мищенко и др.// Изв. РАН. Сер. физ. 2001. Т.65. №5. С.676.

ПАРЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ РЕАКЦИИ ⁶⁶Zn(p, γ_i)⁶⁷Ga

Б.А. Немашкало, К.В. Шебеко, С.Н. Утенков ННЦ "Харьковский физико-технический институт", Украина

С помощью парного γ -спектрометра измерены парциальные сечения (ПС) реакции радиационного захвата протонов ядрами ⁶⁶Zn в основное состояние ⁶⁷Ga 0(3/2⁻), а также в возбужденные состояния 165(1/2⁻), 357(3/2⁻), 824(3/2⁻), 911(5/2⁻), 1086(1/2⁻). Измерения проводились на мишени толщиной 0,52 мкм в интервале энергий налетающих протонов от 1,5 до 3,0 МэВ.

Анализ сечений выполнен в рамках статистической модели. Радиационная силовая функция (РСФ) вычислялась с использованием статистического подхода Сироткина (1) с учетом энергетической и температурной зависимости ширины ГДР, а также с учетом поправки, связанной с оболочечными эффектами. Особенности энергетической зависимости данной РСФ позволили удовлетворительно описать парциальные сечения во всем исследуемом интервале энергии.

На рисунке приведены парциальные сечения для переходов в основное состояние ⁶⁷Ga. Сплошными кривыми представлены расчетные сечения. Кривая 1 – РСФ, вычисленная путем экстраполяции лоренциана в область малых энергий. Кривая 2 – РСФ, рассчитанная в рамках статистического подхода Сироткина (1).



1. В.К.Сироткин, Д.Ф.Зарецкий // Изв. АН СССР. Серия физическая. 1988. Т.52. С.984.

НОВЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ И РАСЧЕТ СЕЧЕНИЙ РЕАКЦИЙ (р,ү) НА ЯДРАХ ¹²С, ¹⁴N, ¹⁶О ПРИ НИЗКИХ ЭНЕРГИЯХ

Н.Т. Буртебаев, Д. Зазулин, Е.Т. Ибраева, Ш.Ш. Сагиндыков Институт ядерной физики Национального Ядерного Центра Республики Казахстан

Наличие в Институте ядерной физики НЯЦ РК уникального ускорительного перезарядного комплекса УКП-2-1, дающего скрещенные пучки с энергетическим разбросом 150 эВ в диапазоне 0.2-1.5 МэВ по протонам, а также изохронного циклотрона У-150М, ускоряющего протоны до десятков МэВ, позволяет осуществлять прецизионные эксперименты по измерению сечений ядерных реакций в этой области энергий. Создание библиотек экспериментальных и оцененных данных по взаимодействию заряженных частиц с легкими ядрами [1-3] показало настоятельную необходимость проведения дополнительных экспериментов по измерению сечений реакций (р,γ) на легких ядрах сопутствующих СNO-циклу, и применения современных теоретических подходов для оценки сечений в астрофизической области энергий.

Измерены дифференциальные сечения реакций радиационного захвата ${}^{14}N(p,\gamma){}^{15}O$, ${}^{12}C(p,\gamma){}^{13}N$ и ${}^{16}O(p,\gamma){}^{17}F$ при энергиях от 300 кэВ до 1.0 МэВ в широком угловом диапазоне. Низкие энергии пучка предъявляют жесткие требования к методике эксперимента. Измерения приходится проводить с очень тонкими мишенями, малые сечения вылета вторичных продуктов диктуют необходимость использования детекторов высокой эффективности, а длительность эксперимента во времени требует высокой стабильности регистрирующей спектроскопической аппаратуры.

Теоретическая обработка полученных экспериментальных данных включала в себя расчет нуклон-нуклонных фолдинг-потенциалов ¹⁴N-p, ¹²C-p и кластерного фолдинг-потенциала ¹⁶O-p, которые использовались в расчете дифференциальных и полных сечений выше перечисленных реакций. При расчете сечений реакций учитывались два возможных механизма взаимодействия: прямой и резонансный радиационные захваты. На основе рассчитанных сечений вычислен астрофизический *S*-фактор реакций, который экстраполирован в область низких энергий, вплоть до *E*=0; определены усредненные скорости реакций при звездных температурах $T=(0.01\div0.10)\times10^9$ К. Результаты наших расчетов сравниваются с данными, полученными другими авторами [1-3].

- 1. E.G.Abelberger et.al. //Rev.of Mod.Phys. 1998. V.70. N4.
- 2. C.Angulo et al. // Nucl.Phys. A. 1999. V.656. P.3.
- 3. The library of evaluation and experimental data of charged particles for fusion application (SaBa). 2001.

ИССЛЕДОВАНИЕ СЕЧЕНИЙ ОБРАЗОВАНИЯ ПРОДУКТОВ РЕАКЦИИ (Т_{1/2} ≥ 100 ДНЕЙ) ПРОТОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ 660 МэВ НА ЯДРАХ ²³⁸U

И. Адам^{1,2}, К. Катовски^{1,3}, Р. Михел⁴, А. Балабекян^{1,5}, В.Г. Калинников¹,

В.С. Пронских¹, А.А. Солнышкин¹, В.И. Стегайлов¹, В.М. Цупко-Ситников¹ ¹ Объединенный Институт Ядерных Исследований, Дубна, Россия ² Институт Ядерной Физики, Ржеж, Чехия ³ Чешский Политехнический Институт, Прага, Чехия ⁴ Центр Радиационной Защиты и Радиоэкологии, Университет Ганновера, Германия ⁵ Ереванский Государственный Университет, Армения

Мишень из естественного урана (U_{nat} весом 0,164 г, толщиной 0,0487 мм) облучалась на внешнем пучке протонов ускоренных на фазотроне с энергией 660 МэВ. Интенсивность пучка на мишени была 0,8 µА. За время облучения (27 минут) интегральный поток составлял 8,09(57) $\cdot 10^{15}$ протонов. Поток протонов определен посредством Аl мониторов, используя сечение реакции 27 Al(p,3pn) 24 Na равным 10.8(7) mb. В течение двух лет измерено 58 спектров HPGe-детектором с относительной эффективностью 18,9 % и с энергетическим разрешением 1,78 кэВ (⁶⁰Со). Время измерения спектров постепенно увеличивалось от 85 минут до 14 дней. Спектры имеют достаточно сложный характер, как по количеству наблюдаемых линий, так и по их структуре (близкие и перекрывающиеся линии). С увеличением времени задержки, время которое прошло от конца облучения до начала измерения, гамма-лучи, соответствующие распаду ядер продуктов с меньшим $T_{1/2}$ исчезают и более четко проявляются гамма-лучи от распада ядер с большими Т_{1/2}. Ввиду этого целесообразно начинать анализ измерений с последних спектров.

Сечение образования определялось по каждой из идентифицированных линий во всех измеренных спектрах, усредненные данные приводятся ниже, см. табл.1.

Таблица 1

Residual	Type of cross-	TT 10110	Cross-section	
Nuclei	sec. and decay	Half life	[mbarn]	
²² Na (G)	$C(e,B^+)$	2.6019(4) y	0.020(5)	
$^{42}Ar(G)$	С(в)	32.9(11) y	0.47(10)	
⁵⁴ Mn (G)	I(e)	312.3(4) d	0.257(15)	
⁵⁷ Co (G)	C(e)	271.79(9) d	0.0580(20)	
⁶⁰ Co (G)	"І"(в)	5.2714(5) y	0.814(40)	
⁶⁵ Zn (G)	$C(e,B^+)$	244.26(26) d	0.267(15)	
⁷⁵ Se (G)	C(e)	119.779(4) d	0.72(3)	
⁸⁸ Y (G)	$C(e,B^+)$	106.65(4) d	5.74(30)	
¹⁰⁶ Ru (G)	C(B)	373.59(15) d	39.2(12)	
101 Rh (G)	C(e)	3.3(3) y	0.440(22)	
102 Rh (G)	$I(B, eB^+)$	3.742(10) y	2.22(10)	
110 Ag (M)	I(B,e)	249.79(20) d	9.41(27)	
¹⁰⁹ Cd (G)	C(e)	462.6(4) d	3.60(24)	
113 Sn (G)	C(e)	115.09(4) d	1.30(7)	
119 Sn (M)	С(в)	293.1(7) d	14.0(16)	
¹²³ Sn (G)	С(в)	129.2(4) d	13.6(9)	
¹²⁵ Sb (G)	C(B)	2.7582(11) y	18.1(6)	
121 Te (M)	I(IT,e)	154(7) d	5.1(3)	
¹²³ Te (M)	I(IT)	119.7(1) d	8.1(5)	
¹³⁴ Cs (G)	"І"(в,е)	2.0648(10) y	5.57(15)	
¹³⁷ Cs (G)	С(в)	30.07(3) y	15.6(8)	
¹³³ Ba (G)	C(e)	10.51(5) y	7.2(3)	
¹³⁹ Ce (G)	C(e)	137.640(23) d	6.0(4)	
144 Ce (G)	С(в)	284.893(8) d	9.0(4)	
¹⁴³ Pm (G)	C(e)	265(7) d	1.21(5)	
¹⁴⁴ Pm (G)	I(e)	363(14) d	1.02(5)	
¹⁴⁶ Pm (G)	I(B ⁻ ,e)	5.53(5) y	1.02(6)	
$^{145}Sm(G)$	C(e)	340(3) d	1.74(12)	
¹⁵⁰ Eu (G)	$I(B^{-},eB^{+})$	36.9(9) y	0.67(5)	
^{152}Eu (G)	"І"(в,ев)	13.537(6) y	0.61(4)	
^{154}Eu (G)	"І"(в,е)	8.593(4) y	0.35(5)	
¹⁵⁵ Eu (G)	C(B)	4.7611(13) y	0.9(3)	
151 Gd (G)	C(e)	124(1) d	0.96(16)	
153 Gd (G)	C(e)	240.4(10) d	1.50(6)	
$^{173}Lu(G)$	C(e)	1.37(1) y	0.260(17)	
174 Lu (G)	,,I"(e,B ⁺)	3.31(5) y	0.63(5)	
$^{177}Lu(M)$	I(IT,B ⁻ IT,B ⁻)	160.4(3) d	0.028(3)	
¹⁷² Hf (G)	$\overline{\mathrm{C}(\mathrm{e},\mathrm{B}^+)}$	1.87(3) y	0.223(8)	
¹⁹⁴ Os (G)	C(B)	6.0(2) y	3.03(30)	
²⁰⁷ Bi (G)	$C(e,B^+)$	<u>31.55(5) y</u>	7.8(9)	
²²⁷ Ac (G)	C(B ⁻)	21.773(3) y	1.37(14)	
²²⁸ Th (G)	С(б)	1.9116(16) y	4.9(3)	

IZOMERIC YIELD RATIOS AND CROSS SECTION RATIOS OF THE PHOTOPROTON REACTIONS ON ^{96,98}Mo

S.R. Palvanov

Department of Physics, National University of Uzbekistan, Tashkent, Uzbekistan Institute of Applied Physics, National University of Uzbekistan, Tashkent, Uzbekistan

In the present work results of investigation of the isomeric yield ratios Y_m/Y_g and cross-section ratios σ_m/σ_g of the photoproton reactions ${}^{96}Mo(\gamma,p){}^{95m,g}Nb$ and ${}^{98}Mo(\gamma,p){}^{97m,g}Nb$ in the energy range of 12÷35 MeV with energy step of 1 MeV are presented.

The isomeric yield ratios were measured by the induced radioactivity method. Samples of natural Mo have been irradiated in the bremsstrahlung beam of the betatron SB-50. The induced activities were examined by detecting and analyzing γ -rays with help of a 40 cm³ Ge(Li) semiconductor spectrometer equipped with a 4096 channel pulse height analyzer. The counting system had a resolution of ~3 keV for the 1332 keV γ -line of ⁶⁰Co.

The yields of the metastable state decays were evaluated by using the 235 keV (95m Nb, $J^{\pi}=1/2^-$, $T_{1/2}=87$ h) and 745 keV (97m Nb, $J^{\pi}=1/2^-$, $T_{1/2}=1$ m) γ -rays. The yields of the ground state decays were evaluated using the 766 keV (95g Nb, $J^{\pi}=9/2^+$, $T_{1/2}=35$ d) and 657 keV (97g Nb, $J^{\pi}=9/2^+$, $T_{1/2}=72,1$ m) γ -rays.

The isomeric yield ratios were determined by eq. from ref. [1]. The results of calculations are given in the table below(25÷30 MeV).

$E_{\gamma max}$	Y_m/Y_g		
MeV	Target nucleus, J^{π}		
	96 Mo, 0 ⁺	98 Mo, 0 ⁺	
25	0,53±0,06	$0,52\pm0,02$	
26	$0,55\pm0,05$	0,53±0,03	
27	$0,55\pm0,04$	0,53±0,02	
28	$0,55\pm0,05$	0,51±0,02	
29	$0,54{\pm}0,06$	0,52±0,02	
30	$0,56\pm0,05$	0,53±0,03	

For the ⁹⁸Mo the results are in good agreement with the data from ref.[1]. The isomeric yield ratios of the reaction (γ , p) on ⁹⁶Mo are obtained at first.

The results are compared with the calculations made within the statistical Fermi-gas theory. The experimental results are in agreement with the calculated ratios for values of spin cut-off parameter σ between 2 and 3.

1. M.G.Davidov et al. // Atomnaya energiya. 1985. V.62. No3. P.193.

СРЕДНИЕ РЕЗОНАНСНЫЕ ПАРАМЕТРЫ ЧЕТНЫХ ИЗОТОПОВ ОЛОВА

Н.М. Правдивый, И.А. Корж, Н.Т. Скляр Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

В работе разработан и на примере четных изотопов олова апробирован метод определения средних резонансных параметров S_0 , S_1 , R_0 , R_1 , $S_{1,3/2}$ из анализа экспериментальных дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов в области энергий 1 - 442 кэВ [1]. В основе метода использовано положение, согласно которому в области изолированных резонансов средние сечения потенциального и резонансного рассеяния совпадают с соответствующими сечениями оптической модели.

Для четно-четных ядер и орбитальных моментов l = 0 и 1 при условии $y_t \approx y_{el}$ получены выражения, в которых коэффициенты разложения дифференциальных сечений упругого рассеяния по полиномам Лежандра ω_1 и ω_2 выражаются через диагональные элементы $\eta_l = \eta_{lRe} - i\eta_{llm}$ средней *S*матрицы:

$$\omega_{1} = \frac{6\pi\lambda^{2}}{\sigma_{el}} (1 - \eta_{0\,\text{Re}} - \eta_{1\,\text{Re}} + \eta_{0\,\text{Re}} \cdot \eta_{1\,\text{Re}} + \eta_{0\,\text{Im}} \cdot \eta_{1\,\text{Im}}), \quad \omega_{2} = \frac{2}{\sigma_{el}} (\sigma_{s1} + \pi\lambda^{2}T_{1,\frac{3}{2}}).$$
(1)

Если учесть, что в резонансной теории средние матричные элементы выражаются через фазы рассеяния и силовые функции, то величины y_{el} , ω_1 и ω_2 можно связать с резонансными параметрами S_0 , S_1 , R_0 , R_1 , $S_{1,3/2}$. Для получения набора средних резонансных параметров изотопов олова ^{116,118,120,122,124}Sn была проведена подгонка выражений для y_{el} , ω_1 , ω_2 к их экспериментальным значениям. При осуществлении подгонки нами фиксировались рекомендованные резонансные параметры S_0 и R_0 или только R_0 [2]. В таблице приведены полученные нами средние резонансные параметры ядер ^{116,118,120,122,124}Sn.

Ядро	$S_0 \cdot 10^4$	$S_1 \cdot 10^4$	$R_{0}^{'}, \Phi_{M}$	$R_{1}^{'}, \Phi_{M}$	$S_{1,1/2} \cdot 10^4$	$S_{1,3/2} \cdot 10^4$
¹¹⁶ Sn	0,16(4)	3,1(2)	6,2(1)	10,3(4)	4,2(9)	2,5(3)
¹¹⁸ Sn	0,12(4)	2,4(2)	6,0(1)	11,3(4)	2,5(6)	2,4(3)
120 Sn	0,14(2)	2,6(3)	5,8(2)	10,9(3)	3,1(5)	2,3(2)
122 Sn	0,12(3)	2,8(3)	6,0(3)	11,2(3)	3,5(8)	2,4(3)
124 Sn	0,12(2)	2,8(2)	5,9(1)	12,0(4)	4,9(1,0)	1,7(2)

Сравнение полученных нами резонансных параметров с данными других авторов показало, что наши данные существенно уточняют имеющиеся в литературе данные. Предложенный метод определения средних резонансных параметров позволяет относительно легко проверить полученные другими методами наборы резонансных параметров на их соответствие экспериментальным данным по y_{eb} , ω_1 и ω_2 .

1. Зо Ин Ок, В.Г.Николенко, А.Б.Попов, Г.С.Самосват // Препринт ОИЯИ Р3-85-133. Дубна, 1985. S.F.Mughabghab, M.Divadeenam, N.E.Holden // Neutron Cross Section. BNL-325. V.1, part. A. N. Y.-London: Acad. Press, 1981. P.823; Т.С.Беланова, А.В.Игнатюк, А.Б.Пащенко, В.И.Пляскин // Радиационный захват нейтронов. Справочник. М.: Энергоатомиздат, 1986; G.Reffo // Reference input parameter library. IAEA TECDOC – Draft, 1998. P.25.

ПРИМЕНЕНИЕ ДИСПЕРСИОННОГО ПОДХОДА К ПОСТРОЕНИЮ ЭФФЕКТИВНЫХ ПОТЕНЦИАЛОВ В ПРОЦЕССАХ *na*-, *pa*-, ³Не*a*- И *p*³Не – РАССЕЯНИЯ

Л.Д. Блохинцев¹, А.Н. Сафронов¹, А.А. Сафронов²

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ им. М.В.Ломоносова ² Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики

Аналитический метод построения эффективных операторов взаимодействия в теории ядерных реакций [1] в данной работе применен для расчета энергетической зависимости S-волновых фазовых сдвигов в процессах $n\alpha$ -, $p\alpha$ -, ³He α - и p³He-рассеяния. Ключевую роль в этом подходе играют величины скачков парциальных амплитуд на динамических разрезах, которые определяются модельно-независимыми характеристиками вершинными константами виртуального развала (синтеза) связанных комплексов частиц и амплитудами физических подпроцессов с частицами (или их связанными состояниями) на массовых поверхностях. Эффективный потенциал между комплексами частиц определен как такой оператор в уравнении Липпмана-Швингера, который генерирует требуемые динамические разрезы парциальных амплитуд на физическом листе. Этот потенциал представлен в форме $V(r) = \int_{\mu}^{\infty} C(\alpha) \exp(-\alpha r) d\alpha$ (где μ - величина, определяемая положением ближайшей к физической области динамической сингулярности), гарантирующей требуемое положение динамического разреза. Функция $C(\alpha)$ находится из решения системы интегральных уравнений, ядра которых определяются величинами скачков на ближайших к физической области динамических разрезах. Для расчета указанных скачков константах $G^2(\alpha - {}^{3}\text{He} n)$. о вершинных использована информация $G^{2}(\alpha - {}^{3}\text{H} p), G^{2}({}^{3}\text{He} - pd)$ [2] и энергиях связи ядер ${}^{4}\text{He}, {}^{3}\text{He}, d$. В уравнениях учтены также эффекты кулоновского взаимодействия. Результаты расчета фазовых сдвигов находятся в хорошем согласии с имеющимися данными фазовых анализов.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ для ведущих научных школ НШ-1619.2003.2.

- L.D.Blokhintsev, A.N.Safronov, A.A.Safronov // In Proc. of 17-th Intern. IUPAP Conference on Few-Body Problems in Physics (June 5-10 2003, Durham, North Carolina, USA) / Eds. W.Glockle, T.Pulis, W.Tornow. P.236; Nucl. Phys. A (в печати).
- 2. Л.Д.Блохинцев, И.Борбей, Э.И.Долинский // ЭЧАЯ. 1977. Т.8. С.1189.

АНАЛИТИЧЕСКИЙ ПОДХОД К ПОСТРОЕНИЮ ЭФФЕКТИВНЫХ ПОТЕНЦИАЛОВ МЕЖДУ КОМПЛЕКСАМИ СИЛЬНОВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ ЧАСТИЦ С УЧЕТОМ КУЛОНОВСКИХ ЭФФЕКТОВ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ К *pd*-РАССЕЯНИЮ

Л.Д. Блохинцев¹, А.Н. Сафронов¹, А.А. Сафронов²

¹ Научно-исследовательский институт ядерной физики МГУ им. М.В.Ломоносова ² Московский государственный институт радиотехники, электроники и автоматики

В работе [1] предложен метод построения эффективных операторов взаимодействия между составными системами, основанный на принципе максимальной аналитичности и условии соблюдения требуемой аналитической структуры парциальных амплитуд рассеяния на физическом листе. Для построения эффективных потенциалов на основе данных о динамических сингулярностях амплитуд рассеяния используются методы решения обратной квантовой задачи рассеяния Гельфанда-Левитана-Марченко-Мартена [2]. В данной работе указанный метод обобщен на случай, когда между связанными состояниями сильновзаимодействующих частиц имеется кулоновское взаимодействие, которое, как известно, радикально меняет аналитическую структуру S-матрицы [3]. При записи матричных элементов операторов в уравнении Липпмана-Швингера в качестве полного ортогонального базиса используются кулоновские in- и out-векторы состояний. После выполнения парциально-волнового разложения и выделения сингулярностей, содержащихся в кулоновских функциях Иоста, для кулоновскоядерной амплитуды рассеяния получено интегральное уравнение Фредгольма с компактным ядром. Метод применен для расчета S-волновых амплитуд pd-рассеяния, а также параметров связанного и резонансного состояний. Показано, что задание ядерной вершинной константы виртуальной диссоциации (синтеза) дейтрона $G_d^2 = 0.43$ фм [4] и масс частиц приводит к хорошему описанию энергетической зависимости квартетной фазы в области энергии налетающего протона в лабораторной системе $E_L = 0 \div 40$ M₃B.

- L.D.Blokhintsev, A.N.Safronov, A.A.Safronov // Proc. of 17-th Intern. IUPAP Conference on Few-Body Problems in Physics (June 5-10 2003, Durham, North Carolina, USA)/ Eds. W.Glockle, T.Pulis, W.Tornow. P.236; Nucl. Phys. A (в печати).
- 2. К.Шадан, П.Сабатье //Обратные задачи в квантовой теории рассеяния. М.: Мир, 1980.
- 3. Л.Д.Блохинцев, А.М.Мухамеджанов, А.Н.Сафронов // ЭЧАЯ. 1984. Т.15. С.1296.
- 4. Л.Д.Блохинцев, И.Борбей, Э.И.Долинский // ЭЧАЯ. 1977. Т.8. С.1189.
ДИНАМИКА КВАЗИДВУХЧАСТИЧНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В РЕАКЦИЯХ ВЫБИВАНИЯ НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ

А.В. Головин, И.И. Лощаков

С.-Петербургский государственный политехнический университет, Россия

К реакциям выбивания (knock-out) относят реакции, в которых в выходном канале кроме налетающей частицы наблюдается еще одна частица, выбитая из ядра. Эти реакции можно записать в виде: A(x, x, y)B, где x и y – это нуклон или легкая частица. Наибольший интерес вызывают реакции выбивания на легких ядрах (например, на ядрах 1*p*-облолочки), так как эти ядра наиболее хорошо изучены, и их анализ позволяет получить информацию о механизме взаимодействия и исследовать его зависимость от энергии налетающей частицы. При энергии выше 150 МэВ справедливо импульсное приближение с искаженными волнами, а в области средних энергий (ниже 150 МэВ) механизм взаимодействия усложняется. Наряду с квазисвободным взаимодействием значительный вклад могут давать двухступенчатые процессы, проходящие через образование возбужденного промежуточного ядра с последующим его распадом. Амплитуда реакции является когерентной суммой амплитуд различных процессов, поэтому в области средних энергий импульсное приближение не применимо, так как в нем теряется информация о фазе амплитуды квазисвободного взаимодействия. Проводя теоретический анализ реакций и сравнивая результаты с экспериментом, определяют вклад различных процессов в механизм реакшии.

В работе проведены расчеты дифференциальных сечений реакций (p,2p), (p,p6), (p,pd) на ядрах 1*p*-оболочки в *t*-матричном приближении с искаженными волнами [1]. Оказалось, что при средних энергиях доминирует квазиупругое выбивание внутриядерной частицы. В реакциях на ядрах ¹⁴N и ¹²C наблюдается небольшой вклад двухступенчатых процессов, идущих через возбуждение ядра-мишени на первой стадии. В связи с преобладающим вкладом квазиупругого взаимодействия реакции выбивания удобны для его исследования, например, для определения роли внемассовых эффектов. Результаты расчетов указывают на значительную роль нелокальности квазидвухчастичного взаимодействия, необходимость учета перерассеяния и взаимодействия в конечном канале.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобразования России (код проекта E02-3.3-490).

1. А.И.Вдовин, А.В.Головин, И.И.Лощаков // ЭЧАЯ. 1987. Т.18. Вып.6. С.1443.

ОПИСАНИЕ НУКЛОН-НУКЛОННОГО РАССЕЯНИЯ ПРИ $E_{nab} = 0 - 6$ ГЭВ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ КВАЗИПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ, ОСНОВАННОЙ НА МОСКОВСКОМ ПОТЕНЦИАЛЕ

В.А. Кныр¹, В.Г. Неудачин², Н.А. Хохлов¹

¹ Хабаровский Государственный Технический Университет, Хабаровск ² Институт Ядерной Физики им. Д.В. Скобельцына Московского Государственного Университета, Москва

Построение нуклон-нуклонного взаимодействия до сих пор остается одной из важнейших проблем ядерной физики. Нуклон-нуклонные потенциалы используемые в расчетах в настоящее время можно разбить на две группы по их поведению на малых расстояниях – это потенциалы с отталкивающим кором и глубокие потенциалы с запрещенными состояниями Московского типа. Ранее нами был построен потенциал Московского типа описывающий поведение фазовых сдвигов нуклон-нуклонного рассеяния до лабораторных энергий $E_{ud} = 6$ ГэВ [2], однако к настоящему времени появились значительно более точные данные фазового анализа до лабораторных энергий $E_{max} = 3$ ГэВ [3], и возникла необходимость в потенциале, описывающем эти данные. Для решения этой задачи нами на основе теории Марченко обратной задачи в квантовом рассеянии разработан метод построения оптических потенциалов общего вида $V = (1 + i\alpha)V_{\alpha}(r)$. Этот метод использован для построения нуклон-нуклонного оптического потенциала с запрещенными состояниями (Московский потенциал). Построенный потенциал описывает данные фазового анализа до 6 ГэВ и свойства дейтрона в рамках точечной формы релятивистской квантовой механики с постоянным числом частиц.

- 1. N.A.Khokhlov, V.A.Knyr, V.G.Neudatchin // Phys.Rev. C. 2003. V.68. 054002.
- V.G.Neudatchin, N.P.Yudin, Yu.L.Dorodnykh, I.T.Obukhovsky // Phys.Rev. C. 1991. V.43. P.2499.
- 3. R.A.Arndt, I.I.Strakovsky and R.L.Workman // Phys.Rev. C. 2000. V.62. 034005.

ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ ДЕЙТРОН-ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ В ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ МОДЕЛИ ТРЕХ ТЕЛ

В.Е. Пафомов, В.А. Сергеев Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия

Исследовалось неупругое взаимодействие дейтронов с ядрами в связи с трудностями, возникающими при описании результатов прямых измерений полных сечений дейтрон-ядерных реакций в области энергии ниже 100 МэВ. В ряде работ указывалось на важность учета неэйкональных эффектов и вместе с тем использовалось адиабатическое приближение, подразумевающее, что скорость центра масс дейтрона велика по сравнению со скоростью относительного движения нуклонов в дейтроне. Авторы [1] обратили внимание на то, что согласие с данными эксперимента оказывается лучше, если не учитывать корреляции нуклонов в дейтроне. С другой стороны, задача о дейтроне — простейшем слабосвязанном ядре — представляет интерес в связи с попытками усовершенствовать методы расчета реакций под действием гало ядер с двухчастичной структурой, основанные на эйкональном и адиабатическом приближениях.

В данной работе для описания неупругого взаимодействия слабосвязанного ядра (P), состоящего из остова (C) и валентного нуклона (v), с ядром-мишенью (Т) используется предложенный ранее подход [2], в котором неэйкональные и неадиабатические поправки к амплитуде рассеяния вычисляются единым образом в рамках потенциальной модели трех тел (С, *v*, *T*). Получено выражение для полного сечения реакций, в котором матрица рассеяния для РТ-системы записывается с точностью до поправочных членов порядка 1/kL в виде произведения матриц рассеяния для CT- и vTсистем, а поправки, содержащие перекрывающиеся *СТ*- и *vT*-потенциалы, почти полностью компенсируются при A_T>>A_P. С микроскопическими нуклон-ядерными потенциалами выполнены расчеты полных сечений реакций под действием дейтронов при энергии от 40 до 200 МэВ для ядер с А_т от 12 до 208, при этом учитывался вклад кулоновского расщепления дейтрона. Неэйкональная и неадиабатическая поправки к сечению сравнимы по величине; суммарная поправка изменяется от +9% до -25%. Результаты расчетов в основном удовлетворительно описывают массовую и энергетическую зависимость экспериментальных сечений.

1. R.A.Rego, B.V.Carlson // Phys. Rev. 2002. C. V.66. P.014611.

2. В.А.Сергеев // Изв. РАН. Сер. физ. 2001. Т.65. С.729.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ТРЕХЧАСТИЧНЫХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Л.М. Лазарев РФЯЦ - ВНИИЭФ, Саров, Россия

Амплитуда трехчастичной реакции $A+a \rightarrow 1+2+3$ может быть представлена в виде суммы трех амплитуд [1]:

 $F = \{f_{1-23} + f_{2-31} + f_{3-12}\},$ где [2] $f_{i-jg} = (2i\kappa_a)^{-1} [4\pi(2L+1)]^{1/2} Y_{\Lambda,N}(\Theta, \Phi) Y_{\lambda,\nu}(\Theta, \varphi) U_{i-jg} [\Lambda N\lambda \nu / L0]$ Суммирование выполняется по орбитальным моментам и их проекциям $L(0), \Lambda(N), \lambda(\nu). [\Lambda \lambda N \nu / L0]$ -коэффициент Клебша-Гордана, U-матрица реакции: $U = U_{1-23} + U_{2-31} + U_{3-12}$

$$U_{1-23} = (B_{1-23} + D_{1-23}/(E_{1-23} - \epsilon_{1-23} + i\Gamma_{1-23}/2))(b_{23} + d_{23}/((\epsilon_{23})^{1/2} - i(\epsilon_{0})^{1/2}))$$

$$U_{2-31} = (B_{2-31} + D_{2-31}/(E_{2-31} - \epsilon_{2-31} + i\Gamma_{2-31}/2))(b_{31} + d_{31}/(\epsilon_{31} - \epsilon_{310} + i\gamma_{0}/2),$$

$$U_{3-12} = (B_{3-12} + D_{3-12}/(E_{3-12} - \epsilon_{3-12} + i\Gamma_{3-12}/2))(b_{12} + d_{12}/(\epsilon_{12} - \epsilon_{120} + i\gamma_{0}/2).$$

Пары энергий относительного движения частиц j и $g \in_{jg}$ и E_{i-jg} i+(j+g) связаны уравнениями:

$$E = E_{i-jg} + \varepsilon_{jg} = Q + E_{c},$$

где Q-энергия реакции, E_c энергия центра масс; полюсные точки $(i,j,g=1,2,3) - \in_{i\cdot jg} + i\Gamma_{i\cdot jg}/2$ и $-\varepsilon_{i\cdot jg} + i\gamma_{i\cdot jg}/2$, $i\cdot jg$ на плоскостях энергий $E_{i\cdot jg}$ и ε_{jg} , отвечающие резонансному взаимодействию частиц j+g и i+(j+g) в конечном состоянии [3, 4], варьируются по методу наименьших квадратов для оптимального описания дифференциального сечения (1).Полное дифференциальное сечение трехчастичной ядерной реакции в представлении амплитуды F имеет вид [2]:

$$Ed\sigma_{\beta a} / (d\varepsilon_{jg} d\Omega d\omega) = /F/^2 \tag{1}$$

E-суммарная кинетическая энергия частиц 1, 2, 3. ε_{jg} - энергия относительного движения частиц *j* и *g*, *β*- полный набор квантовых чисел в трехчастичном (выходном) канале, а-полный набор квантовых чисел в двухчастичном (входном) канале. Элементы сферических телесных углов: $d\Omega(\Theta, \Phi)$ -описывают направление относительного движения частицы i и центра тяжести подсистемы *j*+*g*, $d\omega(\theta, \varphi)$ - описывают направление относительного движения частиц *j* и *g*. В случае рассеяния нуклона на нуклоне N+N амплитуда матрицы столкновений *U* имеет полюс в точке κ_{jg} -*ik*₀ = 0 на плоскости волнового числа k_{jg} относительного движения частиц *j*, *g*, что нашло отражение во втором множителе амплитуды U_{1-23} :

$$(b_{23} + d_{23}/((\varepsilon_{23})^{1/2} - i(\varepsilon_0)^{1/2}))$$

Постоянные параметры B_{i-jg} , b_{jg} , D_{i-jg} , d_{jg} являются комплексными.

- 1. Л.Д.Фаддеев // Труды МИАН СССР. 1963. Т.69.
- 2. Л.М.Лазарев // ЯФ. 1967. Т.5. С.101.
- 3. А.Б.Мигдал // ЖЭТФ. 1955. Т.28. С.3.
- 4. K.M.Watson. // Phys.Rev. 1952. V.88. P.1163.

PHILLIPS AND GIRARD-FUDA GRAPHS IN THE LIGHT OF MODERN *n-d* SYSTEM CALCULATION RESULTS

Yu.V. Orlov, L.I. Nikitina

Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Russia

Recently [1] the *n*-*d* doublet ${}^{2}a_{nd}$ scattering length and the triton *t* binding energy ε_{t} were calculated for a set of the modern *NN* interaction Bonn, Argonne, and Nijmegen alone and in selected combinations with different versions of *3N* forces (*3NF*). Faddeev integral equations, generalized to include *3NF*, were used in [1]. Taking *3NF* into account leads to a much better agreement with the experimental ε_{t} and ${}^{2}a_{nd}$. The considered models predict ε_{t} versus ${}^{2}a_{nd}$ values in [1] as sets of points in the interval ${}^{2}a_{nd} = 0.55 \cdot 1.32$ fm which are close to each other within every group. These points are clearly situated around an averaged straight Phillips line, but the correlation is broken visibly on a small scale inside each group, especially for the scattered points near the experimental region.

In this report, we show that this breaking does not lead to any irregularities in the Girard-Fuda graph for the dependence of the virtual triton t^* "binding" energy $B_v = \varepsilon_{t^*} - \varepsilon_d$ on the ${}^2a_{nd}$ value. To find $B_v({}^2a_{nd})$, we use the effective-range theory function $K(k^2) = k \operatorname{ctg} \delta = (a + c_0 k^2)^{-1} (-1 + c_2 k^2 + c_4 k^4)$ as proposed in our work [2]. In [3] the ${}^{2}a_{nd}$ dependence of the coefficients c_{0} , c_{2} , c_{4} was given, so one can obtain different physical quantities as functions of ${}^{2}a_{nd}$ including Phillips and Girard-Fuda graphs. We find in this case that the position of the dynamic pole for the partial amplitude at $E=-E_d$ (see [2]) does not depend on a; moreover, c_0 =const is a good approximation. With these E_d and c_0 fixed, the calculated B_v values which correspond to the $\varepsilon_t(^2a_{nd})$ points found in [1] fall practically onto the same line $B_v(^2a_{nd})$. We compare our almost linear graph with the ones by Girard-Fuda [4] and by Safronov [5] calculated in the frame of the N/Dmethod. All lines have a similar increase. The line by Simenog et al. [3] is above the others because, at the experimental value of ${}^{2}a_{nd}$ (0.65 fm), the corresponding value is bigger: $B_v = 0.53$ MeV in [3] and 0.48 MeV in [4, 5]. With the parameters given in [6] ($B_v = 0.48$ MeV), we also obtain $B_v(^2a_{nd})$ close to the N/Dmethod results. The absence of a correlation between B_v and ε_t is due to the fact that the virtual pole $(-B_v)$ is in the convergence region of $K(k^2)$, whereas the bound triton pole $(-B_t = -\varepsilon_t + \varepsilon_d)$ is beyond it (see [2]).

This work was supported by grants RFFI (№01-02-16621), Russian Universities (№02.03.003), and by The President of Russian Federation grant for the Scientific School (№ HIII-1619.2003.2).

1. H.Witala, A.Nogga, H.Kamada et al. // Phys. Rev. 2003. C. V.68. 034002.

- Yu.V.Orlov, Yu.P.Orevkov, L.I.Nikitina // 53 International Meeting on Nuclear Spectroscopy and Nuclear Structure, Nucleus-2003. St.-Petersburg. P.193.
- 3. I.V.Simenog, A.I.Sitnichenko et al. // Yad. Fiz. 1987. V.45. P.60.
- 4. B.A.Girard, M.G.Fuda // Phys. Rev. 1979. C. V.19. P.579.
- 5. A.N.Safronov // Yad. Fiz. 1989. V.50. P.951.
- 6. V.A.Babenko, N.M.Petrov // Yad. Fiz. 2000. V.63. P.1798.

МНОГОСТУПЕНЧАТЫЕ ПРОЦЕССЫ С ЗАПАЗДЫВАНИЕМ В РЕАКЦИИ ¹⁰В(d,p₁)¹¹В(1/2⁻)

Л.И. Галанина, Н.С. Зеленская, В.М. Лебедев, Н.В. Орлова, А.В. Спасский НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ, Россия

Приводятся результаты анализа механизма реакции ${}^{10}B(d,p_1){}^{11}B(1/2^-)$, угловое распределение сечения которой при $E_d = 15.3$ МэВ было измерено ранее [1]. Для механизма срыва нейтрона (полюсная диаграмма) образование состояния ($1/2^-$, 2.125 Мэв) в этой реакции запрещено, тогда как в эксперименте это состояние возбуждается достаточно интенсивно, а форма углового распределения сечения характерна для прямого процесса. В данной работе рассмотрены механизмы, учитывающие запаздывание и иллюстрируемые различными четырехугольными диаграммами. Сечение этих механизмов зависит от энергий связи и приведенных ширин в соответствующих вершинах.



Рис. 1

Рис. 2

Расчеты были выполнены для диаграмм, приведенных на рис.1, по программе QUADRO [2], которая в рамках метода искаженных волн с конечным радиусом взаимодействия позволяет на основе интегральных уравнений задачи четырех тел рассчитывать сечения для механизмов, учитывающих запаздывание во взаимодействии. Результаты расчетов без каких либо дополнительных нормировок показаны на рис. 2. Основной вклад в образование ядра ¹¹B(1/2⁻) дает процесс, соответствующий диаграмме (а) на рис. 1 с образованием виртуального ядра ⁹Ве в состоянии $3/2^-$ (кривая 2). Вклад процесса, соответствующего диаграмме (б), оказался малым (кривая 4). Указанные механизмы вместе с обычным полюсным механизмом срыва тяжелой частицы (кривая 3) описывают экспериментальные данные практически во всем угловом диапазоне (кривая 1).

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 01-02-16196), программ "Университеты России" (грант 015.02.02.013) и "Научные школы" (грант НШ -1619.2003.

- 1. Л.И.Галанина, Н.С.Зеленская, А.В.Игнатенко и др. // Тез. докладов 53 Совещ. по яд. спектр. и струк. ядра. С.-Пб:Соло. 2003. С.161.
- 2. Л.И.Галанина, Н.С.Зеленская. // Тез. докладов 52 Совещ. по яд. спектр. и струк. ядра. Москва: Изд-во МГУ. 2002. С.267.

ПРОЯВЛЕНИЕ МНОГОСТУПЕНЧАТЫХ ПРОЦЕССОВ, УЧИТЫВАЮЩИХ ЗАПАЗДЫВАНИЕ, В РЕАКЦИИ ${}^{10}B(d, p){}^{11}B$ ПРИ $E_d = 15.3$ МэВ

Л.И. Галанина, Н.С. Зеленская, А.В. Игнатенко, В.М. Лебедев, Н.В. Орлова, О.И. Сериков, А.В. Спасский НИИ ядерной физики МГУ, Россия

Измеренные ранее [1] угловые зависимости дифференциального сечения реакции ${}^{10}B(d,p){}^{11}B$ с образованием основного состояния (3/2⁻) и состояния 5/2⁻(4.445 МэВ) ядра ¹¹В, а также угловые зависимости четных компонентов спин-тензора матрицы плотности состояния 5/2⁻ (4.445 МэВ) ядра ¹¹В, сравниваются с расчетами в предположении различных механизмов реакции. Расчеты для обычного механизма срыва нейтрона (программа СНИСК), выполнены методом связанных каналов с учетом деформации ядер ^{10,11}В (кривые 2 на рис.1 и рис.2) и без такого учета (кривая 3, рис.1), а также для процессов последовательной передачи частиц, описывающихся 4х-угольными диаграммами, с учетом запаздывания во взаимодействии (программа QUADRO, кривые 4 на рис. 1 и рис.2). Кривые 1 на обоих рис. соответствуют сумме рассмотренных процессов. Из проанализированных 4х-угольных диаграмм наибольший вклад получен для механизма, в котором дейтрон подхватывает из ядра мишени протон (учитывались три нижних состояния виртуального ядра ⁹Ве), а далее следует срыв дейтрона с промежуточного виртуального тритона.



Расчеты на основе метода связанных каналов указывают на значительную роль деформации ядер, участвующих в реакции. Рис. 2 демонстрирует сильную зависимость результатов расчета от знака параметра деформации ядра¹⁰ В (кривые 2 и 3 получены с разными знаками этого параметра). Вклад механизма, соответствующего 4-х угольной диаграмме, оказался наиболее заметным в области малых углов для компонентов спин тензора и больших углов для дифференциального сечения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 01-02-16196), научной программы "Университеты России" (грант 015.02.02.013) и гранта "Научные школы" (НШ-1619.2003.2).

1. И. Галанина и др. // Тез. докл. 53 Сов. по яд. спектр. и структ. ат. ядра. С.-Пб. Издво «Соло». 2003. С.161.

УПРОЩЕННЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА АМПЛИТУД МЕХАНИЗМОВ, УЧИТЫВАЮЩИХ ЗАПАЗДЫВАНИЕ

Л.И. Галанина, Н.С. Зеленская НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ, Россия

Известно [1], что главным критерием реализации механизмов, учитывающих запаздывание и иллюстрируемых четырехугольными диаграммами (рис.1), является разность ΔE виртуальных частиц c_1 и c_2 . В том случае, если ΔE велико, волновые функции частиц перекрываются слабо. При этом вероятность собрать их в единый кластер мала, что и приводит к разновременному механизму реакции.

Большие значения ΔE могут достигаться: 1) либо за счет значительной полосы ΔE^* энергий возбуждения уровней ядер ρ и σ , разрешенных прави-



лами отбора, 2) либо за счет больших значений энергий связи є в вершинах диаграммы. Если в конкретной реакции осуществляется второй вариант, при этом $\Delta E^* \ll \varepsilon$, a $J\sigma = const$, в матричном элементе M_{\Box} можно пренебречь зависимостью волновой функции ядра ρ ΔE^* И аналитическом ОТ В виле по $E^* \rho$ просуммировать M_{77} и Јр. В

результате матричный элемент M_{\Box} принимает вид:

$$M_{\Pi} = (-)^{2J_{A}} + 2S_{y} - M_{J} - J_{\sqrt{L_{1}L_{2}JS}} \langle J_{A}J | J_{B} \rangle \langle S_{y}S | S_{x} \rangle \langle J^{-}S | L^{-} \rangle$$
$$\langle L - ML_{y}^{-} | L_{x}0 \rangle \left\{ \begin{array}{cc} L_{x} & A & L_{1} \\ L_{2} & L & L_{y} \end{array} \right\} I \circ \Theta \circ P_{L_{y}}^{M} (\theta)$$

(1)

где I – характерный для таких механизмов шестимерный интеграл, включающий свертку по функции Грина промежуточной системы, L, S, J – переданные орбитальный момент, спин и полный спин, L_1 , L_2 – переданные орбитальные моменты для верхней и нижней половин диаграммы, а Θ – структурные множители, выражение для которых значительно упрощается:

$$\begin{split} &\Theta = (-)^{S_{A} + S_{c1} - S_{\rho} + L_{A} - L_{\rho} + S_{c1} + S_{c2} + S} (-)^{-2J_{A} + J - S_{y} - S_{x} + L + L_{2}} \sqrt{\frac{S_{A}L_{A}J_{A}L_{B}S_{B}S_{\sigma}J}{\sqrt{\frac{S_{\rho}L_{\rho}s_{x}S}{S_{\rho}L_{\rho}s_{x}S}}} \\ &U(L_{A}L_{1}L_{B}L_{2}:L_{\rho}L)U(S_{A}S_{c1}S_{B}S_{c2}:S_{\rho}S)U(S_{x}S_{c1}S_{y}S_{c2}:S_{\sigma}S) \begin{cases} L_{A} - S_{A} - J_{A} \\ L - S - J \\ L_{B} - S_{B} - J_{B} \end{cases} \\ &\Theta^{A \to \rho + c_{1}} \Theta^{\rho \to B + c_{2}} \end{split}$$

1. Л.И.Галанина, Н.С.Зеленская // Изв. РАН. Сер. Физ. 2000. Т.64. № 3. С.496.

РОЛЬ РАЗЛИЧНЫХ МЕХАНИЗМОВ В ОБРАЗОВАНИИ ЯДРА ¹²С В РЕАКЦИИ ¹³С(³He, α)¹²С

Л.И. Галанина¹, Н.С. Зеленская¹, А.К. Морзабаев² ¹ НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ, Россия ² Евразийский национальный университ им. Л.Н. Гумилева, Казахстан

Для реакции ${}^{13}C({}^{3}He.\alpha){}^{12}C$ оценивались вклады различных механизмов в



образование конечного ядра ¹²С: срыв нейтрона и механизм передачи тяжелого кластера ⁹Ве как в полюсном приближении, так и в ре-

зультате поэтапной передачи виртуальных ⁸Ве и нейтрона (рис.1). На рис.2 представлены дифференциальные сечения реакции ${}^{13}C({}^{3}He,\alpha){}^{12}C$ при энергии падающих ионов гелия 18.3 МэВ для основного и возбужденного 2⁺ состояний ядра ${}^{12}C$ для различных механизмов протекания реакции: то-



чечной кривой обозначено сечение реакдля механизма ции срыва нейтрона, пунктирной – для полюсного механизма передачи тяжелого кластера, штрихпунктирной для передачи кластера ⁹Ве с учетом как полюсной, так и четырехугольной лиа-Сплошная граммы. кривая - суммарное сечение реакции С

учетом всех указанных механизмов. Как видно из рисунка, для корректного описания эксперимента [1] во всем угловом диапазоне необходимо учитывать многоступенчатый механизм передачи тяжелого кластера.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 01-02-16196), программ "Университеты России" (грант 015.02.02.013) и "Научные школы" (грант НШ -1619.2003.

1. Г.С.Гуревич и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т.46. С.897.

ВКЛАД СПИН-ОРБИТАЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В РАССЕЯНИЕ ПРОТОНОВ НА ЯДРЕ ⁷LI

М.А. Жусупов¹, Е.Т. Ибраева, Б. Прмантаева²

Институт ядерной физики Национального Ядерного Центра Республики Казахстан ^I Казахский национальный университет им. аль-Фараби ² Средниазиатский государственный университет им. Л.Гумилева

Проведен расчет дифференциальных поперечных сечений и анализирующих способностей рассеяния протонов на деформированном ядре ⁷Li с ненулевым спином для трех конечных состояний мишени: $J^{\pi}=3/2^{-}$, T=1/2(E=0), $J^{\pi}=1/2^{-}$, T=1/2 E=0.48 МэВ и $J^{\pi}=7/2^{-}$, T=1/2 (E=4.63 МэВ). Эксперимент выполнен в циклотронной лаборатории Индианского университета [1] с точностью, при которой удалось энергетически разрешить первое низколежащее возбужденное состояние. Информация относительно особенностей распределения нейтронной и протонной плотности и различной формы волновой функции основного и возбужденных состояний представляет основной интерес при использовании ядерных моделей ядра ⁷Li.

Энергия 200 МэВ, при которой проведен эксперимент [1], относится к области промежуточных энергий, в которой наряду с нелокальными эффектами в эффективном N-ядерном взаимодействии ожидаются также эффекты, зависящие от среды в случае NN взаимодействий, и которые являются весьма важными.

Расчеты дифференциальных сечений и поляризационной характеристики – анализирующей способности (A_v) , проводились в дифракционной теории Глаубера. В эффективном NN-взаимодействии, из которого в Глауберовской теории строится N-ядерное взаимодействие, учитывалась не только центральная, но и спин-орбитальная составляющая. Спинорбитальное взаимодействие хоть и дает небольшой по абсолютной величине вклад в сечение, но в области дифракционного минимума он сравнивается со вкладом от центральной части, частично заполняя минимум. Учет спин-орбитального взаимодействия позволяет также рассчитать A_{ν} , являющуюся более чувствительной к структуре ядра, чем дифференциальное сечение. Характеристики рассчитывались с двумя модельными волновыми функциями (ВФ): осцилляторной и кластерной в αt-модели. Некоторые математические преобразования оператора рассеяния Ω и представление ВФ в виде произведения гауссоид позволили вычислить матричные элементы аналитически, что увеличило точность извлекаемых характеристик. Рассчитана также зависимость сечений и А_v от разных кратностей рассеяния и от энергии рассеиваемых частиц.

1. C.W.Glover et al. // Phys.Rev. 1991. C. V.43. No.4. P.1664.

РАСЧЕТ УПРУГОГО РАССЕЯНИЯ ПРОТОНОВ НА ЯДРЕ ⁶Не В ИНВЕРСНОЙ КИНЕМАТИКЕ

М.А. Жусупов¹, А.Ю. Зайкин¹, Е.Т. Ибраева Институт ядерной физики Национального Ядерного Центра Республики Казахстан ¹ Казахский национальный университет им.аль-Фараби

Возможности для изучения свойств ядерной материи значительно расширились с получением пучков радиоактивных ядер. Измерение поперечных сечений рассеяния протонов на этих ядрах в инверсной кинематике дает важную информацию об их структуре: неравномерности нейтронной и протонной плотностей (гало), новых областей деформации и нового типа коллективных возбуждений при низких энергиях (так называемого мягкого дипольного резонанса), нерегулярности в заполнении оболочек и т.д.

Упругое рассеяние ядра ⁶Не на протонной мишени было измерено в ЛИЯФ (Гатчина) на установке IKAR при энергии 717 МэВ/нуклон в инверсной кинематике [1], когда на покоящуюся водородную мишень налетает пучок радиоактивных ядер. Протон, как мишень, имеет преимущество при взаимодействии, так как он стабилен и механизм протон - ядерного рассеяния относительно прост и хорошо изучен. Расчет дифференциального поперечного сечения упругого р⁶Не-рассеяния проведен в рамках дифракционной теории Глаубера, которая позволяет с высокой точностью описывать протон - ядерное рассеяние и извлекать информацию непосредственно из измеренных величин. Как показали предыдущие исследования дифференциальное сечение рассеяния достаточно чувствительно к [1]. входным параметрам теории, в частности, к волновой функции (ВФ) ядра ⁶Не. Поэтому расчет сечений проводился с различными модельными волновыми функциями ядра ⁶Не: оболочечной и трехчастичной *апп*. Последняя рассчитана в работе [2] с реалистическими потенциалами αn и nn взаимодействий. Оболочечная и трехчастичная ВФ отличаются, в основном, поведением на асимптотике. У оболочечных ВФ, рассчитанных в осцилляторном потенциале, она подавлена из-за быстрого убывания осцилляторных ВФ, что не соответствует истинному поведению ядерных ВФ. Так как у ядра ⁶Не имеется нейтронное гало, то дифференциальное сечечувствительно к поведению ВФ на асимптотике, что и показывает ние проведенный расчет: с *спп* ВФ он лучше описывает экспериментальные данные работы [1], чем с оболочечной ВФ, особенно в области малых углов рассеяния, соответствующих большим относительным расстояниям в ядре.

1. G.D.Alkhasov et al.// Phys.Rev.Lett. 1997. V.78. P.2313.

2. V.I.Kukulin et al. // Nucl. Phys. A. 1986. V.453. P.365.

CLUSTER POLARIZATION WITHIN A MICROSCOPIC MODEL. APPLICATION FOR THE ⁷Be RESONANCES AND THE REACTION ⁶Li (p,³He) He

V.S. Vasilevsky, T.P. Kovalenko Bogolyubov Institute for Theoretical Physics, Kiev, Ukraine

As many of light nuclei are weakly bound, they can change their size and shape in the interaction with other nuclei. We call this phenomenon as cluster polarization. One can expect that the cluster polarization plays an important role in the reactions which involve light nuclei with small separation energy such as deuteron, ${}^{6}Li$, ${}^{7}Li$ ets. It may be more pronounced for a small energy of colliding nuclei.

To take into account the cluster polarization, we formulated a three-cluster model in which the wavefunction is constructed as

$$P \quad \blacksquare \widehat{A} \uparrow \clubsuit_1 \textcircled{A}_1 \textcircled{B}_2 \textcircled{A}_2 \textcircled{B}_3 \textcircled{A}_3 \biguplus{F}_1 \textcircled{A}_1, \underbar{y}_1 \textcircled{E}_2 \textcircled{A}_2, \underbar{y}_2 \textcircled{E}_3 \textcircled{A}_3, \underbar{y}_3 \biguplus{Y}_1 \textcircled{A}_1, \underbar{y}_1 \textcircled{E}_2 \textcircled{A}_2, \underbar{y}_2 \textcircled{E}_3 \textcircled{A}_3, \underbar{y}_3 \biguplus{Y}_1 \textcircled{A}_1, \underbar{y}_1 \textcircled{E}_2 \textcircled{A}_2, \underbar{y}_2 \textcircled{E}_3 \textcircled{A}_3, \underbar{y}_3 \biguplus{Y}_1 \textcircled{A}_1, \underbar{y}_1 \textcircled{E}_2 \textcircled{A}_2, \underbar{y}_2 \textcircled{E}_3 \textcircled{A}_3, \underbar{y}_3 \biguplus{Y}_1 \textcircled{A}_1, \underbar{y}_1 \textcircled{E}_2 \textcircled{A}_2, \underbar{y}_2 \textcircled{E}_3 \textcircled{A}_3, \underbar{y}_3 \biguplus{Y}_1 \textcircled{A}_1, \underbar{y}_1 \textcircled{E}_2 \textcircled{A}_2, \underbar{y}_2 \textcircled{E}_3 \textcircled{A}_3, \underbar{y}_3 \textcircled{Y}_1 \textcircled{A}_1, \underbar{y}_1 \textcircled{E}_2 \textcircled{A}_2, \underbar{y}_2 \textcircled{E}_3 \textcircled{A}_3, \underbar{y}_3 \textcircled{Y}_1 \textcircled{Y}_1 \textcircled{Y}_1 \textcircled{Y}_1 \textcircled{Y}_2 \textcircled{Y}_2 \textcircled{Y}_1 \textcircled{Y}_1 \textcircled{Y}_2 \textcircled{Y}_2 \textcircled{Y}_2 \textcircled{Y}_2 \textcircled{Y}_3 \textcircled{Y}_1 \textcircled{Y}_1 \textcircled{Y}_2 \rule{Y}_2 \textcircled{Y}_2 \rule{Y}_2 \rule{Y}$$

where $\Phi_i(A_i)$ are shell-model functions describing the internal motion in *i*-cluster (*i*=1,2,3), $f_i(x_i,y_i)$ is Faddeev components, x_i and y_i are Jacobi vectors defining the distance between the *j* and *k* clusters and the distance between the cluster *i* and the center of mass of the *j* and *k* clusters. Here indices *i*, *j*, *k* make cycle permutations of 1, 2, 3. Each Faddeev component $f_i(x_i,y_i)$ is expanded in the Gauss and oscillator bases:

$$f_i \mathbf{Q}_i, \mathbf{y}_i \boldsymbol{\bigcup} \mathbf{A} \overset{N_G}{\textcircled{\bullet}} \overset{\otimes}{\textcircled{\bullet}} \overset{\otimes}{\textcircled{\bullet}} \overset{\otimes}{\textcircled{\bullet}} C^{\boldsymbol{\varrho}_{\mathbf{T}} \mathbf{G} \boldsymbol{\upsilon}}_{\boldsymbol{\mathcal{F}}} \mathbf{Q}_i, b \boldsymbol{\psi}_i, b \boldsymbol{\upsilon}$$

where

$$\mathbf{\underline{A}}_{i}, b_{\mathbf{\underline{x}}} \mathbf{\underline{V}} \mathbf{\overline{I}} \sqrt{\frac{2}{\mathbf{\underline{X}}_{i}^{2}} \mathbf{\underline{S}}/2\mathbf{\underline{U}}} \left(\frac{1}{b_{\mathbf{\underline{x}}}}\right)^{3/2} \left(\frac{x_{i}}{b_{\mathbf{\underline{x}}}}\right)^{\mathbf{\underline{x}}_{i}} \exp\left\{\mathbf{\underline{x}}_{i}^{2} \frac{\mathbf{\underline{X}}_{i}^{2}}{b_{\mathbf{\underline{x}}}^{2}}\right\} \mathbf{\overline{X}} Y_{\mathbf{\underline{x}}_{i}^{*} \mathbf{\underline{x}}_{i}^{*}} \mathbf{\underline{K}}_{i} \mathbf{\underline{U}}$$

is the Gauss function,

$$*_{n} \Theta_{i}, b \cup \square \cap 1 \cup \sqrt{\frac{2 \Omega! \cup 1}{2 \Omega! \square_{i} \square$$

is the oscillator function, and $\{C_{\nu}^{(\sigma;G)}\}\$ are eigenfunctions of a two-cluster Hamiltonian, which are obtained with N_G Gauss functions, and describe bound and pseudo-bound states of the two-cluster subsystem. Note that oscillator functions allow one to impose proper boundary conditions for two-cluster bound and continuous-spectrum states (see details in [1, 2, 3]).

The microscopic model is applied for investigating the resonance states of ⁷Be and the reaction ⁶Li (p, ³He) He at the energy range of astrophysical interest. For this aim, we make use of the three-cluster configuration ⁴He + d + p, which allows us to consider the cluster polarization of ⁶Li as ⁴He + d, ⁵Li as ⁴He + p and ³He as d + p.

- 1. G.F.Filippov and I.P.Okhrimenko // Sov. J. Nucl. Phys. 1981. V.32. P.480.
- 2. G.F.Filippov // Sov. J. Nucl. Phys. 1981. V.33. P.488.
- G.F.Filippov, V.S.Vasilevsky and L.L.Chopovsky // Sov.J. Part. and Nucl. 1984. V.15. P.600; 1985. V.16. P.153.

ASYMPTOTIC COEFFICIENTS OF BOUND STATE FUNCTION AND VERTEX CONSTANTS OF MIRROR NUCLEI ²⁵AL AND ²⁵MG

G.K. Nie and S.V. Artemov Институт ядерной физики АН Республики Узбекистан

In frame of approach [1,2,3], based on assumption of equivalence of nuclear bound state potentials of proton and neutron having the same quantum numbers, parameters of the potential as well as value of asymptotic coefficients of single particle bound state function *b* for nuclei ${}^{25}\text{Al} \rightarrow {}^{24}\text{Mg}+p$ and ${}^{25}\text{Mg} \rightarrow {}^{24}\text{Mg}+n$ have been obtained. The Coulomb radius for proton bound state Rc= 1.3(A-1)^{1/3} fm is used to fit root mean square radius of last proton charge distribution, obtained in pn-pair theory of nuclear structure [2]. Values of *b*, for ${}^{25}\text{Mg} \rightarrow {}^{24}\text{Mg}+n$ *b*=2.59 fm^{-1/2} and for ${}^{25}\text{Al} \rightarrow {}^{24}\text{Mg}+p$ *b*=4.03 fm^{-1/2}, were obtained at a set of parameters of bound state potential of Woods Saxon form used for both proton and neutron binding, which are V=95.77 MeV , r =1.316 fm, a=0.3 fm. The parameters can be changed with the *a* varied within 0.3÷0.4 fm. The error of *b* in the approach has uncertainty less than 3%.

Because mirror nuclei are to have the same spectroscopic factors, the ratio of Vertex Constants (VC) of the nuclei under consideration is to be proportional to corresponding b^2 [4,5]. The ratio is expected to be

 $VC(^{25}Al) / VC(^{25}Mg) = 2.44 \pm 0.04$

- 1. G.K.Nie // Tashkent, Uzbekistan, 25-28 May, 2000, Thesises of reports of Conf. "Uzbekistan - Korea: scientific and culture collaboration", p.44.
- G.K. Nie // Book of Abstracts, FB17 Conference, 5-10 June, Durhem, NC,US, 2003, p.386.
- 3. G.K. Nie // International Conference "Nuclear and Radiation Physics", September, 15-17, 2003, Almaty, Kazakhstan, p.1.
- 4. I.R.Gulamov, A.M.Mukhamedzhanov and G.K.Nie // Phys. At. Nucl. 1995. V.58. P.1689.
- 5. S.V.Artemov, E.A.Zaparov, M.A.Kayumov, and G.K.Nie // Phys. At. Nucl. 2000. V.63. P.1763.

АСИМПТОТИЧЕСКИЕ НОРМИРОВОЧНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ ДЛЯ ЗЕРКАЛЬНЫХ ЯДЕР ²⁷AI, ²⁷Si И ЯДРА ²⁸Si

С.В. Артемов, Э.А. Запаров, Г.К. Ни Институт ядерной физики АН Республики Узбекистан

Исследованы имеющиеся данные по реакциям однонуклонной передачи с заселением низколежащих состояний ядер ²⁷Al, ²⁷Si и ²⁸Si, таким как ²⁶Mg(³He,*d*)²⁷Al, ²⁷Al(*d*,*t*)²⁶Al, ²⁷Al(³He,*d*)²⁸Si, ²⁸Si(*d*,*t*)²⁷Si (см., например, [1]). для выяснения степени их периферийности и механизма передачи нуклона. Из анализа экспериментальных дифференциальных сечений методом, комбинирующим МИВ и дисперсионный подход [2] извлечены эмпирические значения асимптотических нормировочных коэффициентов (АНК) функции перекрытия в конфигурациях ²⁷Al→²⁶Mg+*p*, ²⁷Al→²⁶Al+*n*, ²⁸Si→²⁷Al+*p*, ²⁸Si→²⁷Si+*n* (и вершинных констант виртуального отделения нуклона).

С использованием метода ЭПН [3] найден набор потенциалов связанного состояния нуклона и асимптотические нормировочные коэффициенты и асимптотические нормировочные коэффициенты одночастичной функции связанного состояния для конфигураций ($^{26}Al+n$), ($^{26}Al+p$), ($^{27}Al+p$) и ($^{27}Si+n$). С использованием этих параметров через эмпирические АНК найдены спектроскопические факторы для вышеуказанных конфигураций с оценкой их надежности, а также найдена величина АНК для конфигурации . $^{27}Si \rightarrow ^{26}Al+p$.

Обсуждается также ядерно-астрофизичекое значение полученной спектроскопической информации об этих ядрах, в частности, для оценки деструкции ²⁷Al в Mg-Al цикле горения водорода, характерной для красных гигантов и новых.

- 1. S.V.Artemov, E.A.Zaparov, M.A.Kayumov, and G.K.Nie // Phys. At. Nucl. 2000. V.63. P.1763.
- 2. I.R.Gulamov, A.M.Mukhamedzhanov and G.K.Nie. Phys. At. Nucl. 1995. V.58. P.1689.
- 3. G.K.Nie // Thesises of reports of Conf. Uzbekistan Korea: scientific and culture collaboration. Tashkent, Uzbekistan, 25-28 May, 2000. P.44.

АСИМПТОТИЧЕСКИЕ НОРМИРОВОЧНЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ ФУНКЦИЙ СВЯЗАННОГО СОСТОЯНИЯ ПРОТОНА ДЛЯ НИЗКОЛЕЖАЩИХ УРОВНЕЙ ЯДЕР ¹⁴N И ²⁰Ne ИЗ РЕАКЦИЙ ¹³C(³He,d)¹⁴N И $^{19}F(^{3}He,d)^{20}Ne$

С.В. Артемов, Э.А. Запаров, Г.К. Ни Институт ядерной физики АН Республики Узбекистан

Интерес представляет определение значений асимптотических нормировочных коэффициентов (АНК) функций перекрытия для ряда возбужденных состояний ядер ¹⁴N и ²⁰Ne, лежащих ниже порога отделения протона для их использования при расчетах ядерно-астрофизических *S*-факторов радиационного захвата ¹³C(p,γ)¹⁴N и ¹⁹F(p,γ)²⁰Ne.

С этой целью получены экспериментальные дифференциальные сечения реакции ${}^{19}F({}^{3}He,d){}^{20}Ne$ с заселением возбужденных состояний ядра ${}^{20}Ne$ при энергии пучка ионов ${}^{3}He$ 22.3 МэВ в передней полусфере углов вылета дейтрона и уточнены значения сечения реакции ${}^{13}C({}^{3}He,d){}^{14}N$ в области главного стриппингового пика. Эксперименты были выполнены нами ранее [1] для исследования структуры основных и нижних возбужденных состояний. Исследованы механизмы передачи протона, в частности, роль связи каналов и степень периферийности этих процессов.

В рамках подхода, описанного в [2, 3] (модифицированный МИВ) извлечены эмпирические значения ядерных вершинных констант виртуального отделения протона. В рамках метода EPN [4,5] найдены значения асимптотического нормировочного коэффициента функций связанного состояния $^{14}N \rightarrow ^{13}C+p$ и $^{20}Ne \rightarrow ^{19}F+p$ для ряда возбужденных состояний ниже порога отделения протона.

С полученными значениями АНК рассчитаны спектроскопические факторы. Также получены теоретические значения АНК, соответствующие оболочечной модели с использованием известных из литературы теоретических значений спектроскопических факторов. Делается сравнительный анализ полученных величин.

Обсуждается возможность использования этих данных для расчета вклада прямого механизма в сечение радиационного захвата протона при очень малых энергиях.

- 1. С.В.Артемов и др. // Известия РАН. Сер. физ. 1994. Т.58. №5. С.135.
- 2. I. R.Gulamov, A.M.Mukhamedzhanov, G.K. Nie. // Phys. At. Nucl. 1995. V.58. P.1689.
- 3. S.V.Artemov et al. // Phys. At. Nucl. 2000. T.63. P.1763.
- 4. G.K.Nie // Int. Conf. on Nucl. Structure. St.Petersburg, Russia, June 2000. P.124.
- 5. G.K.Nie // Abstr. Conf. "Uzbekistan Korea: scientific and culture collaboration". Tashkent, 25-28 May 2000. P.44.

МАТРИЦА РАССЕЯНИЯ ¹⁶O+¹²C ПРИ ЭНЕРГИИ *E*(¹⁶O)=230-281 МэВ

В.Ю. Корда, А.С. Молев

НТЦ электрофизической обработки НАН Украины, Харьков, Украина

Стандартный оптический потенциал с шестью параметрами и традиционные шестипараметрические модельные представления *S*-матрицы *S*(*L*) в пространстве моментов не обеспечивают количественного описания сложных рефракционных структур в дифференциальных сечениях упругого ¹⁶O-¹²C-рассеяния (*E*(¹⁶O)~15 МэВ/нуклон) во всем угловом диапазоне измерений [1, 2]. Качество описания экспериментальных данных удается улучшить, если использовать матрицу рассеяния в более общей форме, когда модуль *S*-матрицы $\eta(L)$ и ядерная фаза $\delta(L)$ могут иметь немонотонное поведение (см., например, [2]). Поэтому важно определить, можно ли корректно описать изучаемые сечения с использованием модуля $\eta(L)$ и ядерной фазы $\delta(L)$, являющихся плавными монотонными функциями *L*.

С помощью безмодельного подхода [3] нами извлечены численные зависимости модуля $\eta(L)$ и фазы $\delta(L)$ от орбитального момента для уп-



фазы $\delta(L)$ от орбитального момента для упругого ¹⁶O–¹²C-рассеяния при $E(^{16}\text{O})=230$, 260 и 281 МэВ непосредственно из экспериментальных данных с помощью процедуры фитирования сечений, использующей эволюционный алгоритм с плавной деформацией этих зависимостей. На рисунке приведены найденные модули $\eta(L)$ и квантовые функции отклонения $\Theta(L)=2d[\delta(L)+\sigma(L)]/dL$, где $\sigma(L)$ – кулоновская фаза, при E=230 МэВ (кривые 1), 260 МэВ (кривые 2) и 281 МэВ (кривые 3). Значения χ^2 для рассчитанных сечений упругого рассеяния равны 2,3; 1,7 и 2,0 при E=230; 260 и 281 МэВ соответственно.

Результаты проведенного анализа свидетельствуют о том, что количественное описа-

ние экспериментальных данных для ¹⁶O–¹²C-рассеяния в изучаемой области энергий достигается с помощью матрицы рассеяния, которая определяется модулем и ядерной фазой, являющимися плавными монотонными функциями орбитального момента. При этом функция отклонения имеет вид, характерный для случая ядерной радуги.

- 1. Ю.А.Глухов и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2001. Т. 65. № 5. С.647.
- 2. А.В.Кузниченко и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2002. Т. 66. № 5. С.701.
- 3. В.Ю.Корда, А.С.Молев // Тез. докл. 53 межд. совещ. по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. М., 2003. С.66.

ВЛИЯНИЕ ВНУТРИЯДЕРНОГО ДВИЖЕНИЯ НУКЛОНОВ НА ЭФФЕКТ ЗАТЕНЕНИЯ ФОТОПОГЛОЩЕНИЯ ПРИ ПРОМЕЖУТОЧНЫХ ЭНЕРГИЯХ

В.П. Заварзина, А.В. Степанов Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия

Так называемый эффект затенения в зависимости сечения фотопоглощения от массового числа ядра-мишени, аналогичный наблюдавшемуся ранее явлению в рассеянии адронов на ядрах, был обнаружен при высоких энергиях фотонов (6-20 ГэВ) несколько десятков лет тому назад. Позднее такой эффект обнаружен и при промежуточных энергиях фотонов (1-2,5 ГэВ), т.е. в области энергий возбуждения нуклонных резонансов. Этот эффект получил объяснение на основе гипотезы векторной доминантности, согласно которой фотон может превращаться в векторные мезоны (и прежде всего в р –мезон) с теми же квантовыми числами. Таким образом, помимо прямого процесса комптоновского рассеяния у –квантов на нуклонах ядра, существует вклад в амплитуду, обусловленный возбуждением векторного мезона в промежуточном состоянии. В работах, объясняющих этот эффект, использовалась модель Глаубера, дополненная учетом изменения массы векторного мезона в статическом ядерном поле.

В настоящей работе анализ проведен в рамках разработанного авторами метода временных корреляционных функций в приближении малых времен взаимодействия [1]. Этот метод ранее был применен для вычисления полного сечения взаимодействия налетающих частиц с ядрами и оптического потенциала 1-го порядка, когда взаимодействие частицы-снаряда с отдельными нуклонами ядра-мишени приводит к возбуждению резонанса в промежуточном состоянии. В данной задаче резонансом в промежуточном состоянии является векторный мезон, движение которого происходит в нестатическом ядерном веществе. По сравнению со стандартным подходом получены два дополнительных фактора: влияние фермиевского движения нуклонов в ядре-мишени и отдача нуклона. Последний фактор обусловливает смещение положения полюса (резонанса) по порядку величины равное эффективному увеличению массы р- мезона в ядре. Влиянием уширения резонансной линии за счет фермиевского движения нуклонов можно пренебречь. Таким образом, при проведении точных расчетов «эффекта затенения» с учетом изменения массы векторного мезона в ядерном веществе (динамический эффект) необходимо учитывать и влияние отдачи нуклона при конверсии у- кванта в векторный мезон (кинематический эффект).

^{1.} В.П.Заварзина, А.В.Степанов // Известия РАН. Сер. физ. 1997. Т.61. С.2170; 1998. Т.62. С.2195; 2000. Т.64. С.113.

Т- НЕЧЕТНЫЕ АСИММЕТРИИ ДЛЯ ТРОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР С ВЫЛЕТОМ ТРЕТЬИХ ЧАСТИЦ, ОБЛАДАЮЩИХ НЕНУЛЕВЫМ СПИНОМ

В.Е. Бунаков¹, С.Г. Кадменский², Л.В. Родионова² ¹ Петербургский Институт Ядерной Физики ² Воронежский государственный университет

При исследовании дифференциального сечения реакции тройного деления (n, f) продольно поляризованными холодными нейтронами неполяризованных ядер-мишеней были обнаружены триплетные *T*-нечетные асимметрии для третьих частиц, в качестве которых рассматривались α -частица и тритон. В работе [1] в рамках квантовой теории деления [2] было показано, что учет кориолисова взаимодействия орбитального момента l_3 бесспиновой α -частицы со спином **J** делящегося ядра позволяет объяснить экспериментальные характеристики *T*-нечетной асимметрии и дать правильную оценку её величины.

При использовании методов работ [1,2] кориолисово взаимодействие со спином делящегося ядра **J** третьей частицы, обладающей собственным спином **J**₃ и орбитальным моментом **l**₃, можно представить в виде суммы двух членов $H^{\text{cor}}(\mathbf{l}_3) + H^{\text{cor}}(\mathbf{J}_3)$, связанных с **J**₃ и **l**₃. Член $H^{\text{cor}}(\mathbf{J}_3)$ приводит к изменению проекции K_3 спина **J**₃ на ось симметрии делящегося ядра на ±1. Поэтому определяющая природу *T*-нечетной асимметрии интерференция делительных амплитуд, связанных и несвязанных с кориолисовым взаимодействием, исчезает из-за ортогональности внутренних волновых функций третьей частицы $\Psi_{K_3}^{J_3}$ и $\Psi_{K_3\pm 1}^{J_3}$ с различными значениями проекций спина.

Член же кориолисова взаимодействия $H^{cor}(\mathbf{l}_3)$ приводит к появлению *T*нечетной асимметрии, аналогичной по своей структуре к подобной асимметрии для α -частицы. Поскольку с ростом заряда Z_3 и массы A_3 третьей частицы увеличивается модуль несферической компоненты потенциала взаимодействия третьей частицы с остовом делящегося ядра [2], то возрастает примесь состояний с $l_3 \neq 0$ к состоянию $l_3 = 0$ в волновой функции третьей частицы во внутренней области делящегося ядра. Это приводит к усилению действия кориолисова взаимодействия на данную волновую функцию [1] и, как следствие этого, к увеличению значения коэффициента *T*-нечетной асимметрии с ростом Z_3 и A_3 . Этот вывод согласуется с экспериментальным фактом, что модуль коэффициента *T*-нечетной асимметрии для α -частицы оказывается большим, нежели модуль аналогичного коэффициента для тритона.

Данная работа поддержана грантом INTAS (№03-51-6417), грантом РФФИ (№03-02-17469), фондом «Династия» и МЦФФМ.

2. С.Г.Кадменский // ЯФ. 2003. Т.65. С.1833; 2004. Т.67. С.211.

^{1.} В.Е.Бунаков, С.Г.Кадменский // ЯФ. 2003. Т.66. С.1894.

ПЕРЕХОДНЫЕ ДЕЛИТЕЛЬНЫЕ СОСТОЯНИЯ И УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФРАГМЕНТОВ НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ФОТОДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

С.Г. Кадменский, Л.В. Родионова Воронежский государственный университет

В работе [1] в рамках квантовомеханической теории деления [2] были проведены исследования угловых распределений фрагментов (УРФ) глубокоподпорогового фотоделения ядер при учете дипольных и квадрупольных γ -квантов и переходных делительных состояний (ПДС) (J, K) = (1,0) и (2,0), что позволило оценить максимальный орбитальный момент фрагментов деления $20 < l_m \le 30$, отличающийся от предсказаний формулы О.Бора, справедливой для $l_m \to \infty$. Для низкоэнергетического фотоделения асимметрия УРФ относительно направления пучка фотонов $W(\theta) = \sigma_{ff}(\theta) / \sigma_{ff}(90^\circ)$ представляется в виде

 $W(\theta) = a + (1-a)\sin^2\theta + c\sin^2 2\theta,$

где коэффициенты *a* и *b* выражаются определенными в работе [1] формулами через величины $G_{JK} = P(JK)/P(10); P(JK) = \left[\Gamma_f(JK)/\Gamma(J)\right] \sum_{M=-1,1} \sigma_{\gamma}(JM).$ Ес-

ли пренебречь вкладом ПДС (2,1) и (2,2), то величины а и с представляются в $c=0,94G_{20}/d;$ $d=0,75+0,38G_{11}$ в пределе О. Бора и виде $a=0,75G_{11}/d$, $a=[0,024+0,74G_{11}+0,06G_{20}]/d$, $c=0,854G_{20}/d$; $d=0,74+0,38G_{11}$ для $l_m=30$. Используя экспериментальные значения a и c из работы [3] и аналогичных работ, для ядер ²³² Th, ²³⁴⁻²³⁶⁻²³⁸ U, ²³⁸⁻²⁴⁰⁻²⁴² Pu в диапазоне максимальных энергий γ -квантов 4,8 $\leq E_{\gamma} \leq$ 10,3 МэВ были рассчитаны значения G_{11} и G_{20} . Если значения G₂₀, как и ожидалось, приблизительно монотонно падают с ростом энергии E_{γ} , то в пределе О. Бора наблюдается заметное увеличение величины $G_{11} = \Gamma_f(11) / \Gamma_f(10)$ при уменьшении E_{γ} в глубокоподпороговой области, где справедливо использованное выше пренебрежение вкладами ПДС (2,1) и (2,2) по сравнению с вкладом (2,0), в ядрах 236 U для $E_{\gamma} \leq 5,5$ МэВ, $^{238}\,{\rm U}$ для $E_{_{\mathcal{V}}} \leq 5{,}2\,$ МэВ и $^{242}\,{\rm Pu}$ для $E_{_{\mathcal{V}}} \leq 5{,}35\,$ МэВ. При $l_m=30\,$ для всех исследованных ядер величины G_{11} монотонно растут с ростом энергии E_{γ} , причем в областях аномального для предела О. Бора поведения G_{11} в ядрах $^{236-238}$ U и 242 Pu величины G_{11} оказываются близкими к нулю, что соответствует теоретическим представлениям.

Работа поддержана грантом INTAS (№03-51-6417) и грантом РФФИ (№03-02-17469), а также фондом «Династия» и МЦФФМ.

1. С.Г.Кадменский, Л.В.Родионова // ЯФ. 2003. Т.66. С.1.

2. С.Г.Кадменский // ЯФ. 2003. Т.65. С.1390.

3. А.В. Игнатюк и др.// ЖЭТФ. 1971. Т.61. С.1284.

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ФРАГМЕНТОВ СПОНТАННОГО ДЕЛЕНИЯ ОРИЕНТИРОВАННЫХ ЯДЕР

С.Г. Кадменский, Л.В. Родионова

Воронежский государственный университет

В работе [1] в рамках квантовомеханической теории деления [2] были исследованы угловые распределения фрагментов (УРФ) спонтанного деления предельно ориентированных в сильных магнитных полях при сверхнизких температурах T ядер с учетом отклонений указанных распределений от предсказаний формулы О.Бора.

В общем случае экспериментально наблюдаемое УРФ спонтанного деления ориентированных в сильных магнитных полях при сверхнизких температурах ядер со спином J и его проекцией K на ось симметрии делящегося ядра имеет вид: $W(l_m; \theta) = 1 + f \sum_{k=2,4,...} A_k(J) B_k(J,T) Q_k P_k(\cos \theta)$, где f – имплантационный

параметр, Q_k – поправка на конечный размер источника и детектора, $B_k(J,T)$ – параметр ядерной ориентации, $P_k(\cos \theta)$ – полином Лежандра, $A_k(J) = \left\{ (-1)^{J-K} \frac{(2J+1)J^k(2k)!}{(k!)^2} \left[\frac{(2k+1)(2J-k)!}{(2J+k+1)!} \right]^{1/2} C_{JJK-K}^{k0} \right\} D_k(l_m)$. Коэффициент

$$D_k(l_m) = \sum_{ll'}^m \frac{(2l+1)(2l'+1)}{2k+1} |C_{ll'00}^{k0}|^2 / \sum_l^m (2l+1)$$
, где l_m – максимальное значение

относительного орбитального момента фрагментов деления, равны 1 для любых *k* в предельном случае $l_m \to \infty$, соответствующем приближению О. Бора, и $D_2(30) = 0.95$, $D_4(30) = 0.91$, $D_6(30) = 0.87$, $D_8(30) = 0.82$ для значений $l_m = 30$, следующих из анализа УРФ низкоэнергетического фотоделения ядер [1].

В случае f = 1 и $Q_k = 1$ для предельной ориентации спинов делящихся ядер величина отношения $W(l_m = 20;90^\circ)$ и $W(l_m = 30;90^\circ)$ к $W(l_m \to \infty;90^\circ)$ для планируемых [3] экспериментов по исследованию УРФ спонтанного деления ядер ²⁵⁵Es со спином J = 7/2 и ²⁵⁵Fm со спином J = 9/2, оказываются соответственно равными 1,83 и 1,57 для J = K = 7/2 и 3,44 и 2,66 для J = K = 9/2. Заметные отклонения указанных отношений от единицы позволяют рассчитывать на возможность определения значения l_m в планируемых экспериментах

[3] при достаточной статистической точности измерения $W(l_m;90^\circ)$.

Данная работа поддержана грантом INTAS (№03-51-6417), грантом РФФИ (№03-02-17469), фондом «Династия» и МЦФФМ.

1. С.Г.Кадменский, Л.В.Родионова // ЯФ. 2003. Т.66. С.1.

2. С.Г.Кадменский // ЯФ. 2002. Т.65. С.1390.

ГЛУБОКОПОДБАРЬЕРНЫЙ ДВУХПРОТОННЫЙ РАСПАД СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР

С.Г. Кадменский, Ю.В. Иванков

Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

Обобщая методы работ [1], описывающих глубокоподбарьерные однопротонные распады сферических и деформированных ядер, на случай трехтельного распада, и используя результаты квантовой теории тройного деления ядер [2], можно построить интегральную формулу для амплитуды парциальной ширины $\sqrt{\Gamma_{\sigma\alpha}^J}$ глубокоподбарьерного двухпротонного распада родительского ядра, описываемого во внутренней области волновой функцией Ψ_{σ}^{JM} , в конечный канал α .

$$\sqrt{\Gamma_{\sigma\alpha}^{J}} = \sqrt{2\pi} \sum_{\alpha'} \left\langle \frac{U_{\alpha'}^{JM} f_{\alpha'\alpha}^{*}(\rho)}{\rho^{5/2}} \middle| V_{1}^{\mathfrak{R}} + V_{2}^{\mathfrak{R}} + V_{12} - V_{12}^{0} \middle| \Psi_{\sigma}^{JM} \right\rangle, \qquad (1)$$

где V_i^я – ядерный потенциал взаимодействия *i*-го протона с дочерним ядром (*i*=1,2), γ и V_{12}^0 – эффективные ядерные потенциалы взаимодействия двух протонов в ядерной среде и в пустоте, U_{α}^{JM} – трехчастичная каналовая функция, включающая полиномы Якоби. Регулярный радиальный формфактор $f_{\alpha'\alpha}(\rho)$ нормирован на δ – функцию по энергии и описывает рассеяние двух взаимодействующих посредством кулоновского V_{12}^c и ядерного V_{12}^0 потенциалов протонов в кулоновском поле дочернего ядра. Волновая функция квазистационарного состояния родительского ядра Ψ_{τ}^{JM} переходит В подбарьерной области В функцию $\sum \sum \sum \frac{U_{lpha'}^{JM} g_{lpha'lpha}^{J}(
ho)}{
ho^{5/2}} \sqrt{\Gamma_{\sigmalpha}^{J}}$, где $g_{lpha'lpha}^{J}(
ho)$ – нерегулярный радиальный форм-

фактор, являющийся решением той же системы связанно-канальных уравнений, что и формфактор $f_{\alpha'\alpha}(\rho)$.

Формула (1) отличается от аналогичной формулы, предложенной ранее в работе [3], прежде всего учетом ядерного потенциала V_{12}^0 взаимодействия протонов, что позволяет учесть вклад механизма дипротонного распада.

Работа выполнена при поддержке гранта «Университеты России».

- 1. В.П.Бугров, С.Г.Кадменский и др.// ЯФ. 1985. Т.41. С.1123; 1989. Т.49. С.1562.
- 2. С.Г.Кадменский // ЯФ. 2002. Т.65. С.1833; 2003. Т.66. С.10.
- 3. L.V.Grigorenko et al. // Phys.Rev. C. 2001. V.64. 054002.
- 4. Г.М. Гуревич и др. // Тезисы докладов 53 Международного совещания по ядерной спектроскопии, С.-Петербург, 2003. С.36

ДВУХПРОТОННЫЙ РАСПАД СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР В ДИАГОНАЛЬНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

С.Г. Кадменский, К.С. Рыбак Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

Диагональное приближение, использованное ранее при описании альфа [1] и однопротонного [2] распадов ядер, соответствует облегченному переходу, когда в процессе двухпротонного распада основного состояния родительского ядра с волновой функцией $\Psi_{A,Z}$ заселяется состояние дочернего ядра с волновой функцией $\Psi_{A-2,Z-2}$ структура которого близка структуре остова (A-2, Z-2) родительского ядра. В этом приближении можно построить эффективную волную функцию $\varphi_{00}(1,2) = \langle \Psi_{A-2,Z} | \Psi_{A,Z-2} \rangle$ двух протонов, образующих кулоновскую пару в родительском ядре с полным спином J = 0 и положительной четностью, которая в рамках сверхтекучей модели ядра представляется в виде [1]:

$$\varphi_{00}(1,2) = \sum_{nlj} \frac{\sqrt{2j+1}}{2} (-1)^l U_{nlj}^{(A-2)} V_{nlj}^{(A)} \left\{ \varphi_{nljm}^{(1)} \varphi_{nlj-m}^{(2)} \right\}_{00}, \text{ где } \varphi_{nljm}(i) - \text{ оболо-$$

чечная волновая функция *i*-го протона, $V_{nlj}^{(A)}$, $U_{nlj}^{(A-2)}$, – коэффициенты U-Vпреобразования Боголюбова для родительского и дочернего ядер. Из-за когерентного влияния сверхтекучих эффектов преобладающий вес в функции $\varphi_{00}(1,2)$ имеет компонент с суммарным спином двух протонов S=0 и их полным орбитальным моментом $L_0 = 0$. В диагональном приближении многочастичные потенциалы V_{1A-2} и V_{2A-2} взаимодействия двух вылетевших протонов с дочерним ядром можно свести к действительным частям соответствующих оптических потенциалов $\operatorname{Re}V_{1A-2}^{opt}\left(\mathbf{R}+\mathbf{r}/2\right)$ и $\operatorname{Re}V_{1A-2}^{opt}\left(\mathbf{R}-\mathbf{r}/2\right)$, где r – относительная координата, а R – координата центра тяжести двух протонов, отсчитанная от координаты цента тяжести дочернего ядра. Из-за скалярности потенциалов $\operatorname{Re}V_{1A-2}^{opt}$ и $\operatorname{Re}V_{2A-2}^{opt}$ и их слабой спиновой зависимости учет совместного действия этих потенциалов не меняет спина S и момента L_0 двух протонов, но может изменить относительный орбитальный момент **l** и орбитальный момент центра тяжести двух протонов L на величины $\Delta l = -\Delta L$, где величина Δl принимает только четные значения.

Полученные в диагональном приближении результаты сводят многочастичную задачу двухпротонной радиоактивности к трехчастичной задаче. Работа выполнена при поддержке гранта «Университеты России».

1. С.Г.Кадменский, К.С.Рыбак, В.И.Фурман // ЯФ. 1976. T.24. C.501.

2. В.П.Бугров, С.Г.Кадменский и др. // ЯФ. 1985. Т.41. С.1123.

ОПИСАНИЕ СЛИЯНИЯ ДЕФОРМИРОВАННЫХ И СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР МЕТОДОМ СИЛЬНОЙ СВЯЗИ КАНАЛОВ

В.В. Самарин

Чебоксарский кооперативный институт МУПК, Чебоксары, Россия

Методом сильной связи каналов [1] проведены расчеты волновых функций и сечения слияния ^о сферических ядер, а также сферического и деформированного ядра. В первом случае подтвержден установленный ранее для модельных и упрощенных задач [2,3] следующий механизм образования двухпиковой структуры так называемой функции распределения по барьерам

$$D(E) = \frac{d^2 E \sigma}{dE^2},$$

где Е - энергия в системе центра масс. При медленном сближении ядер 1 и 2 их равновесная форма из сферической непрерывно переходит в октупольно-деформированную с нулевыми колебаниями параметров деформации около значений $\beta_{0i}(r) > 0$, i = 1, 2, отвечающих минимуму энергии ядер. В таких условия однофононные возбуждения ядер характеризуются двумя наиболее вероятными значениями параметров деформации $\beta_{1i}(r) \approx 0$ и $\beta_{2i}(r) > \beta_{0i}(r)$, i = 1, 2. При подбарьерных значениях энергии поток вероятности начинает пересекать потенциальный барьер слияния преимущественно в интервале $\beta_{1i} < \beta \le \beta_{0i}$, i = 1, 2. Каждое из ядер пребывает при этом в состоянии, являющемся суперпозицией основного (с большим весом) и однофононного состояний во внешнем поле соседнего ядра. С ростом энергии достижение барьера происходит быстрее и более вероятным становится слияние ядер в почти сферических состояниях с $\beta_i \approx \beta_{1i}, i = 1, 2$. которые во внешнем поле уже являются преимущественно однофононными. Резкий рост веса однофононного состояния и приводит к появлению второго пика функции D(E). При слиянии сферического ядра с деформированным ядром, ориентированным вдоль межъядерной оси указанные механизмы также имеют место. Совместный учет колебательных и вращательных каналов проведен в рамках расчетной схемы, описанной в работе [1].

^{1.} В.И.Загребаев, В.В.Самарин //Препринт ОИЯИ. Дубна. 2003. Р7-2003-32.

^{2.} В.И.Загребаев, Н.С.Николаева, В.В.Самарин //Известия АН. Сер. физ. 1997. № 11. С.2157.

^{3.} В.В.Самарин // Известия РАН. Сер. физ. 2003. Т.67. №5. С.739.

ОПИСАНИЕ НЕЙТРОННЫХ ПЕРЕДАЧ В РЕАКЦИЯХ СЛИЯНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР НА ОСНОВЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО УРАВНЕНИЯ ШРЕДИНГЕРА

В.В. Самарин

Чебоксарский кооперативный институт МУПК, Чебоксары, Россия

Для исследования механизмов нейтронных передач в реакциях слияния сферических ядер [1, 2] применены взаимно дополняющие нестационарные квантовые модели с тремя степенями свободы. В первой модели эволюция волновой функции внешнего нейтрона задается трехмерным нестационарным уравнением Шредингера, а относительное движение ядер и деформации их поверхностей - с помощью уравнений классической механики. Определен характер изменения волновой функции внешних нейтронов в реакциях ⁴⁰Ca+⁹⁶Zr и ¹⁸O+⁵⁸Ni. На рис. 1-3 показаны примеры нейтронной плотности вероятности в момент наибольшего сближения ядер ¹⁸O+⁵⁸Ni при энергии ниже барьера слияния. Картина для двух нейтронов, находившихся первоначально в состояниях 1*s* и 2*s* ядер ¹⁸O (слева) и ⁵⁸Ni (справа), показана соответственно на рис. 1 и 2. Сильно связанные состояния 1*s* меняются в ходе столкновения незначительно. На рис. 3 показана полная плотность вероятности для трех нейтронов, находившихся первоначально в состояния состояния состояния состояния в волновов в состоянии 2*p* (с $m = 0, \pm 1$) ядра ⁵⁸Ni.



Во второй модели лобового столкновения ядер на основе нестационарного уравнения Шредингера рассмотрено одномерное движение трех частиц: остова ядра-снаряда, внешнего нейтрона, принадлежащего ядруснаряду, и внешнего нейтрона ядра-мишени. С учетом принципа Паули получено качественное объяснение существенного превышения сечений слияния в реакции ⁴⁰Ca+⁴⁸Ca, по сравнению с реакцией ⁴⁸Ca+⁴⁸Ca при подбарьерных значениях энергии [1,2]. При численных расчетах применена разностная схема из работы [3].

- 1. V.I.Zagrebaev // Phys.Rev. C. 2003. V.67. 061601.
- 2. G.Pollarolo, A.Winter // Phys. Rev. C. 2000. V.62. 054611.
- 3. M.E.Riley, B.Ritchie // Phys. Rew. A. 1999. V.59. 3544.

ВЫЖИВАЕМОСТЬ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР С УЧЕТОМ ПОСЛЕДНИХ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ПРЕДСКАЗАНИЙ ИХ СВОЙСТВ

А.С. Зубов, Г.Г. Адамян, Н.В. Антоненко, С.П. Иванова Объединенный Институт Ядерных Исследований, Дубна, Россия

Выполнены расчеты выживаемости сверхтяжелых ядер на основе последних теоретических предсказаний их свойств [1]. Для определения плотности уровней ядер использовалась модель Ферми-газа и модель, учитывающая коллективное усиление плотности уровней. Полученные результаты для ядер Z=102-109 оказались близки к выживаемостям, полученным с учетом предсказаний ядерных свойств [2]. Выживаемости, полученные с данными [1], сильнее уменьшаются с ростом Z в рассматриваемой области, чем с учетом [2]. Рассчитаны сечения *хп* каналов для реакций с ²⁰⁸Pb и ²⁰⁹Bi в качестве мишеней. Предсказаны сечения $\sigma_{(2-3)n}$ для ядер с Z=107,108. При расчете плотности уровней в модели с коллективным усилением чувствительность сечений к четно-нечетному эффекту сильнее, чем в модели Ферми-газа. Из анализа реакций полного слияния ⁴⁸Ca+^{245,248}Cm можно сделать вывод, что с предсказаниями [1] изотопические зависимости сечений образования сверхтяжелых ядер будут близкими к полученным в [3] с предсказаниями [2].

Произведен анализ девозбуждения двойных ядерных систем в зависимости от изотопного состава сталкивающихся ядер. Предлагается эксперимент по наблюдению вылета нейтронов из возбужденных двойных ядерных систем.

- O.Parkhomenko, I.Muntian, Z.Patyk and A.Sobizczewski // Acta Phys. Pol. B. 2003. V.34. P.2153; I.Muntian, S.Hofman, Z.Patyk and A.Sobizczewski // Acta Phys. Pol. B. 2003. V.34. P.2073; I.Muntian, Z.Patyk and A.Sobizczewski // Acta Phys. Pol. B. 2001. V.32. P.691.
- 2. P.Moller and R.Nix // At. Data Nucl. Data Tables. 1988. V.39. P.213.
- 3. G.G.Adamian, N.V.Antonenko and W.Scheid // Phys. Rev. C. 2004 (в печати).

ОПИСАНИЕ ПРОЦЕССОВ НУКЛОННЫХ ПЕРЕДАЧ В ГЛУБОКО-НЕУПРУГИХ СТОЛКНОВЕНИЯХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ, РЕАКЦИЯХ СЛИЯНИЯ И ДЕЛЕНИЯ

В.И. Загребаев, М.А. Науменко, А.С. Деникин

Лаборатория ядерных реакций им. Г.Н. Флерова, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

В последнее время, при более тщательном изучении процессов квазиделения, стала все более очевидной необходимость совместного описания реакций глубоко-неупругого столкновения тяжелых ядер, слияния и деления. Хорошо известно также, что обмен нуклонами и передача массы играют первостепенную роль в этих реакциях. Нам удалось написать систему связанных транспортных уравнений, включающих наряду с такими степенями свободы как межъядерное расстояние, деформация поверхностей и ориентация ядер, также и переменную, характеризующую массовое распределение между двумя фрагментами. Наиболее сложной здесь является стадия сближения ядер (и их разделение), где передачу массы не удается свести к простому изменению переменной в виде массовой асимметрии. Для описания передачи массы на этой стадии мы использовали полуэмпирический подход, развитый в [1]. Стартовав с мастер-уравнения (естественного для описания передач нуклонов), мы свели его к эквивалентному уравнению Ланжевена, которое включили в единую систему ланжевеновских уравнений для всех значимых коллективных степеней свободы. Таким образом, впервые появилась возможность количественно проследить всю эволюцию столкновения двух ядер при низкой энергии, когда основными каналами реакции являются процессы глубоко-неупругого рассеяния, захвата, слияния (образования составного ядра), квази-деления и обычного деления. На рисунке приведено качественное сравнение предварительных расчетов с экспериментальными данными для столкновения ядер ⁸⁶Kr и ¹⁶⁶Er [2].



1. V.I.Zagrebaev // Phys. Rev. C. 2003. V.67. 061601(R).

2. A.Gobbi et al. // Proc. Int. School of Phys. Varenna. 1979. P.1.

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ⁴Не-ЧАСТИЦ СО СТАБИЛЬНЫМИ ЯДРАМИ И ЭФФЕКТИВНЫЕ НУКЛОН-НУКЛОННЫЕ СИЛЫ

К.А. Кутербеков¹, Т.К. Жолдыбаев¹, Ю.Э. Пенионжкевич², И.Н. Кухтина², А. Мухамеджан¹ ¹Институт Ядерной Физики, Алматы, Республика Казахстан ²Объединенный Институт Ядерных Исследований, Дубна, Россия

При низких и средних энергиях наиболее популярным методом совместного анализа экспериментальных угловых распределений (УР) и полных сечений реакций (ПСР) является полумикроскопическая фолдинг-модель (ПФМ) [1]. Так как ⁴Не-частица является кором экзотических ядер ^{6,8}Не, становится актуальным продолжение систематических исследований при различных вариантах эффективных нуклон-нуклонных сил.

Нами в работе [2] впервые исследованы энергетическая и массовая зависимости параметров ПФМ в области низких и средних энергий. При этом в качестве эффективных сил между нуклонами сталкивающихся ядер использовалось полное МЗҮ-взаимодействие [3], а также нуклонные плотности, вычисленные методом функционала плотности [4].

В настоящей работе на основе ПФМ исследуется влияние фактора плотностной зависимости эффективных нуклон-нуклонных сил (рассмотрены 4 варианта сил) на расчеты УР и ПСР при взаимодействии ⁴Не-частиц со стабильными ядрами (A = 12 - 208) при энергиях α -частиц в диапазоне от 21 до 141.5 МэВ. Набор соответствующих экспериментальных данных (УР и ПСР), использованных для тестирования модели, обладают высоким качеством и малой погрешностью, как по угловому, так и энергетическому диапазону. Поэтому выводы, которые сделаны из проведенного исследования, содержат важную количественную информацию и актуальны для последующего сравнительного анализа экспериментальных данных по взаимодействию легких экзотических ядер со стабильными ядрами.

- O.M.Knyazkov, I.N.Kuchtina, S.A.Fayans // Fiz. Elem. Chastits At. Yadra. 1999. V.30. P.870; 1997. V.28.
- 2. К.А.Кутербеков, И.Н.Кухтина, Т.К.Жолдыбаев, Ю.Э.Пенионжкевич // Препринт ОИЯИ Р17-2003-200. Дубна, 2003. 25 С. Направлено в журнал ЯФ.
- 3. О.М.Князьков, А.А.Коложвари, И.Н.Кухтина, С.А.Фаянс // ЯФ. 1996. Т.59. С.466.
- А.В.Смирнов, С.В.Толоконников, С.А.Фаянс // ЯФ. 1988. Т.48. С.1661; S.A.Fayans, A.P.Platonov, G.Graw, D.Hofer // Nucl. Phys. A. 1994. V.577. P.557; S.A.Fayans, S.V.Tolokonnikov, E.L.Trykov, D.Zawischa // Phys. Lett. B. 1994. V.338. P.1.

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕХАНИЗМА ГЛУБОКОНЕУПРУГИХ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ – НОВЫЙ ПОДХОД

А.С. Борчиков, О.В. Булеков, А.В. Моисеенко, А.К. Поносов, Ф.М. Сергеев Московский инженерно-физический институт (государственный университет)

Предложен новый, основанный на анализе временных рядов, подход к исследованию взаимодействий частиц с ядрами с участием нескольких нуклонов мишени – глубоконеупругих ядерных реакций (ГНЯР).

Принципиально важным при исследовании взаимодействий частиц с ядрами с участием нескольких нуклонов ядра-мишени является вопрос о роли последовательных элементарных соударений, то есть каскадного механизма.

Ранее нами было показано, что ряды данных, описывающих траектории частиц, испытывающих многократное рассеяние, обладают фрактальными свойствами, зависящими от средних углов рассеяния частиц [1].

Картина внутриядерного каскада является более сложной, но фрактальной по своему смыслу. Поэтому и в этом случае представляется естественным применение методов анализа, основанных на фрактальной геометрии, в частности, метода Херста-Мандельброта [2]. Идея состоит в следующем. Все события, зарегистрированные в эксперименте, можно расположить в последовательности возрастания минимальной массы мишени (кумулятивной переменной). Полученная последовательность будет соответствовать степени участия ядра во взаимодействии, то есть будет аналогом временного ряда для каскадного процесса. Далее следует провести пособытийный анализ кинематических параметров частиц и определить показатели Херста. Для случайной последовательности (независимое рождение частиц) показатель Херста должен быть близким к 0,5, для коррелированной последовательности (каскад) – к единице.

Предложенный подход, основанный на анализе временных рядов, может быть полезен для поиска многокварковых состояний, образующихся во взаимодействиях частиц с ядрами [3].

Проведенные нами модельные расчеты показали, что метод в принципе работает. Мы планируем провести исследования на конкретном экспериментальном материале.

- 2. Е.Федер //Фракталы. М.: МИР, 1991.
- 3. Г.А.Лексин // ЯДРО-2003. Тезисы докладов. СПб, 2003. С.74.

^{1.} А.С.Борчиков, О.В.Булеков, А.В.Моисеенко, А.К.Поносов, Ф.М.Сергеев // Препринт МИФИ № 005-2003. М.: МИФИ, 2003. С.1.

NUCLEAR STRUCTURE IMPACT ON TOTAL REACTION CROSS-SECTIONS

S.E. Omelchuk, L.I. Slyusarenko, V.V. Tokarevsky Institute for Nuclear Research, Kiev, Ukraine

Isotopic dependence of reaction cross-sections is the most known manifestation of structural peculiarities of nuclei. This peculiarity has been detected experimentally both in total reaction cross-sections and in elastic scattering and break-up cross-sections. Isotopic dependence of cross-sections was observed under the action of accelerated particles of different types in wide energy range.

Total reaction cross-section y_r in the partial waves method is defined by the following expression: $y_r = (p/k^2)\sum(2L + 1)(1 - |S_L|^2) = \sum y_L$. The breakup cross-section is a component part of y_r . Experimentally observed isotopic dependence should be reflected in the scattering phases, i.e. in $|S_L|^2$ values. To find appropriate correlations in the scattering phases, comparison of dependencies $|S_L|^2$ on *L* was performed. The dependencies were obtained from joint analysis of data on elastic scattering and total reaction cross-sections for nuclei with 6≤A≤90 (including ^{54, 58}Fe, ^{58, 64}Ni isotopes) at various energies of ^{3, 4}He particles [1]. As usually, for reactions induced by ^{3, 4}He particles, in $|S_L|^2$ on *L* dependencies, two regions are observed – strong absorption region, where $|S_L|^2 < 10^{-2}$, and "transparency" region, where $10^{-2} \le |S_L|^2$ ≤1. Despite the fact that each of these regions contains information on structural peculiarities of nuclei, essential discrepancies of $|S_L|^2$ values are observed in the region where $|S_L|^2 < 10^{-2}$.

The analysis of sensitivity of formation process of total cross-sections of ³, ⁴He – induced reactions at various energies to scattering phase fluctuation was performed. It is shown that contribution of partial cross-sections to the total reaction cross-section can be divided into two parts – universal and individual. The universal region corresponds to the strong absorption region, where partial cross-sections $y_L \approx (p/k^2) \sum (2L + 1)$, i.e. practically does not depend on the scattering phases. That is why sensibility of total cross-sections to variations of scattering phases in this *L* region is weak, though the phase values themselves vary significantly from one nucleus to another.

The individual region is the region of "transparency" and manifestation of structural peculiarities of nuclei. The sensitivity of total cross-sections to possible scattering phase variations in this region is maximal.

The calculated contributions of y_L to the total reaction cross-section of ³, ⁴He particles interaction with ^{54,58}Fe, ^{58,64}Ni isotopes at various energies in the "transparency" region have given the possibility to determine Δy_L for the isotopes and limits for its variation, as well as to evaluate the total break-up cross-section of ³He particle on ⁵⁸Ni at the energies E<100 MeV.

 E.P.Kadkin, et al. // Izv.Akad.Nauk. Ser.Fiz. 2001. V.65. P.601; H.J.Gils, et al. // Phys.Rev. C. 1984. V.29. P.1265; N.Matsuoka, et al. // Nucl.Phys. 1982. V.373. P.377; M.Hyakutake, et al. // Nucl.Phys. A. 1980. V.333. P.1.

РЕФРАКЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ 16 O+ 28 Si И 4 He+ 24 Mg И ПОЛЮСЫ *S*-МАТРИЦЫ

А.В. Кузниченко¹, Г.М. Онищенко¹, В.В. Пилипенко², Н. Буртебаев³ ¹ Харьковский национальный университет им. В.Н.Каразина, Харьков, Украина ² ННЦ "Харьковский физико-технический институт", Харьков, Украина ³ Институт ядерной физики, Алматы, Республика Казахстан

Последние два десятилетия большой интерес привлекает изучение рефракционных эффектов типа ядерной радуги и аномального рассеяния назад (ALAS) при рассеянии легких ядер при средних энергиях, анализ которых на основе оптической модели позволяет получить ценную информацию о деталях взаимодействия между ядрами [1]. Ранее авторами была развита феноменологическая *S*-матричная модель [2], которая может служить дополнительным методом анализа рефракционных эффектов. Было показано [3–4], что сложные рефракционные структуры в сечениях упругого рассеяния вблизи и ниже критической энергии ядерной радуги E_{cr} можно объяснить путем учета некоторых обособленных полюсов Редже. Целесообразно распространить данный подход для анализа рефракционных эффектов в сечениях квазиупругих процессов рассеяния ядер.

В данной работе проведен анализ угловых распределений упругого и неупругого рассеяния для двух систем: ${}^{16}O+{}^{28}Si$ и ${}^{4}He+{}^{24}Mg$. Параметры *S*матрицы, включая положение обособленных полюсов S-матрицы, определялись из анализа упругого рассеяния. Исходя из найденной S-матрицы, описание сечений неупругого рассеяния проводилось на основе макроскопической коллективной модели и служило критическим тестом для результатов анализа упругих сечений. Для рассеяния ¹⁶O+²⁸Si расчеты проводились при энергиях 32.75, 33.17, 33.89 и 41.17 МэВ, лежащих ниже E_{cr}. Для описания сечений упругого рассеяния, демонстрирующих картину ALAS, оказывается необходимым учет обособленных полюсов Редже. В сечениях неупругого рассеяния с возбуждением уровня 2⁺ (1.78 МэВ) ядра ²⁸Si при углах $\theta \leq 90^{\circ}$ основную роль играет кулоновское возбуждение, а при больших θ важны ядерные рефракционные эффекты, описание которых требует учета полюсов Редже. Сечения упругого рассеяния ${}^{4}\text{He} + {}^{24}\text{Mg}$ при E = 119, 104 и 81 МэВ, содержащие эффект ядерной радуги, могут быть описаны в угловом диапазоне измерений в рамках модели без учета полюсов, которая также удовлетворительно описывает сечения неупругого рассеяния с возбуждением уровня 2⁺ (1.37 МэВ) ядра ²⁴Мg. При энергиях E = 66, 54 и 50 МэВ, лежащих ниже $E_{\rm cr}$, сечения упругого и неупругого ⁴He+²⁴Mg рассеяния измерены в более широком угловом диапазоне, и для описания рефракционных структур при больших в необходим учет полюсов Редже.

- 1. M.E.Brandan and G.R.Satchler // Phys. Rep. 1997. V.285. P.143.
- 2. V.V.Pilipenko // Mod. Phys. Lett. A. 1995. V.10. P.2305.
- 3. В.В.Пилипенко // ЯФ. 1999. Т.62. С.1576.
- 4. А.В.Кузниченко и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2003. Т.67. С.705.

ОПИСАНИЕ НУКЛОН-ЯДЕРНОГО РАССЕЯНИЯ НА ОСНОВЕ ПОЛУМИКРОСКОПИЧЕСКОГО ОПТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА

В.И. Куприков¹, В.В. Пилипенко¹, А.П. Созник² ¹ ННЦ "Харьковский физико-технический институт", Харьков, Украина ² Академия пожарной безопасности Украины, Харьков, Украина

Обсуждается возможность создания единой теории потенциалов оболочечной модели и микроскопических оптических потенциалов (ОП). Многие из свойств атомных ядер можно удовлетворительно объяснить, базируясь на теории Хартри-Фока с эффективным взаимодействием Скирма, зависящим от ядерной плотности.

Данная работа посвящена описанию нуклон-ядерного (*NA*) рассеяния при средних энергиях на основе микроскопического ОП [1, 2] с использованием нуклон-нуклонных (*NN*) сил Скирма, зависящих от ядерной плотности. При этом в [1, 2] было исследовано влияние на ОП потенциала перестройки (ПП), возникающего вследствие зависимости *NN*-сил от ядерной плотности, и доказана важность его учета. В данной работе ОП [1, 2] с разными вариантами сил Скирма использован для описания экспериментальных данных по *NA*-рассеянию.

Были исследованы зависимости от энергии E объемных интегралов J_V и J_W и среднеквадратичных радиусов r_V и r_W для действительной и мнимой частей ОП в сравнении с их эмпирическими значениями. Из большого числа использованных вариантов сил Скирма наиболее привлекательными оказались силы Ska, Skb и GSI, которые дают неплохое согласие с эмпирическими данными для действительной части ОП при $E \leq 50$ МэВ и для мнимой части ОП при $E \leq 20$ МэВ.

На основе полученных вариантов ОП были проведены расчеты полных сечений реакции для взаимодействия нейтронов с ядрами ²⁸Si, ⁴⁰Ca, ⁵⁶Fe, ⁹⁰Zr, ²⁰⁸Pb при нескольких энергиях и для взаимодействия протонов с ядрами ⁴⁰Ca, ⁵⁶Fe, ⁵⁸Ni, ⁹⁰Zr, ^{116, 120}Sn, ²⁰⁸Pb при энергиях 10<*E*<50 МэВ, которые дают удовлетворительное описание рассмотренных полных сечений реакции на основе развитого подхода. Также были проведены расчеты дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов с E_n =11 МэВ на ядрах ⁴⁰Ca, ¹¹⁶Sn, ²⁰⁸Pb, с E_n =14 МэВ на ядрах ⁴⁰Ca, ⁵⁸Ni, ¹¹⁶Sn, ²⁰⁸Pb, с E_n =20 МэВ на ядрах ⁵⁶Fe, ²⁰⁸Pb и с E_n =24 МэВ на ядрах ⁵⁴Fe, ¹¹⁶Sn. Показано, что согласие результатов этих расчетов с экспериментальными данными является удовлетворительным до углов $\theta \le 90^\circ$. При больших углах рассеяния согласие с экспериментом ухудшается. Однако в области $\theta > 90^\circ$ расчеты с феноменологическим ОП также не всегда являются удовлетворительными. Изучено влияние ПП на поведение рассчитанных сечений и на их согласие с экспериментом, и показана важность его учета.

1. С.М.Кравченко, В.И.Куприков, А.П.Созник // ЯФ. 1998. Т.61. С.461.

2. S.M.Kravchenko, V.I.Kuprikov, A.P.Soznik // Int. J.Mod.Phys. E. 1998. V.7. P.465.
НЕЭКСПОНЕНЦИАЛЬНЫЙ РАДИОАКТИВНЫЙ РАСПАД ^{125m}Te

С.К. Годовиков НИИЯФ МГУ, Москва

В [1] были представлены результаты по управлению радиоактивным распадом изомера ^{125m}Te, многократно окруженного продуктами собственного распада (¹²⁵Te). На кривой распада были выявлены следующие друг за другом участки «торможения» распада, относительно нормального хода и «ускорения» распада. Если условно аппроксимировать эти области экспонентой, то «парциальные» значения $T_{1/2}$ изменяются от 74 до 41 дня при норме 62 дня и ошибке ±1день. Для описания поведения кривой распада предлагается использовать нелинейное уравнение вида

$$dN/dt = -\lambda(N - AN^3 + BN^3), \qquad (1)$$

где N – число радиоактивных ядер в момент времени t, A – константа, связанная с торможением распада, B=B(t) – монотонно возрастающая функция, связанная с его ускорением. Графически (1) представлено на рисунке применительно к условиям проводившегося эксперимента. Отмеченные выше три участка кривой распада описываются последовательно кривыми (a), (b) и (c). Плавный переход от (a) к (c) отмечен штриховой линией. Неэкспоненциальность распада возникает в результате коллективного взаимодействия в системе мессбауэровских ядер, связанных полем безотдачного излучения и переизлучения γ -квантов. В таких условиях и происходит транформация традиционного характера закона спонтанного радиоактивного распада.



1. С.К.Годовиков, С.М.Никитин // 53 Международное совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра "Ядро-2003". СПб. 2003. С.242; Изв. Академии Наук. Сер. физ. 2004. Т.68. №7.

ЛЕПТОННЫЙ ЗАРЯД (ℓ) И СПИРАЛЬНОСТЬ (АНТИ)НЕЙТРИНО Ш. ℓ - НЕСОХРАНЕНИЕ КАК МЕХАНИЗМ ВЗАИМНОЙ КОНВЕРСИИ НЕЙТРАЛЬНЫХ ЛЕПТОНОВ

Ю.И. Романов

Московский государственный университет дизайна и технологии

В настоящей работе, являющейся развитием [1], изучены (не)диагональные лептонные процессы с нарушением закона сохранения лептонного заряда, в частности, «запрещенные» виды конверсий солнечных нейтрино. Анализ проведен на основе моделей ℓ - сохранения, в которых отрицательный мюон рассматривается и как частица (аддитивная [2], мультипликативная [3]) и как античастица (модельное представление [4,5], «комбинированная» схема [6]). В совокупность результатов, полученных в ходе изучения спиновых корреляций, входят, в частности, следующие предсказания ($V \mp A$)-описаний упругих $v(\tilde{v})e$ - и $v(\tilde{v})\mu$ - рассеяний.

1. «Сохранение спиральности», согласно (V-A)- описанию, в рамках концепции левополяризованного («левого») нейтрино позволяет предположить $(v_e \leftrightarrow v_{\mu})$ - и $(\tilde{v}_e \leftrightarrow \tilde{v}_{\mu})$ -конверсии, запрещаемые в моделях [2, 3]. Если же мюонное нейтрино, в отличие от электронного, правополя- ризовано, то допустимы $(v_e \leftrightarrow \tilde{v}_{\mu})$ - и $(v_{\mu} \leftrightarrow \tilde{v}_e)$ - конверсии, на которые накладываются запреты в [4-6].

2. (V+A) - Взаимодействие заряженных токов, обеспечивая «пере- ворот» спина нейтрального лептона относительно импульса, обусловливает переход «левого» нейтрино в стерильное. При различных же спиральностях $V_{e \ II} V_{\mu}$ оно приводит к взаимным превращениям нейтральных лептонов первых двух поколений, а также к трансформации нейтрино в родственные античастицы: $V_e \leftrightarrow \tilde{V}_e$, $V_{\mu} \leftrightarrow \tilde{V}_{\mu}$. Все эти виды конверсий запрещаются в рамках моделей с отрицательным мюоном- античастицей.

- 3. G.Feinberg, S.Weinberg // Phys.Rev.Lett. 1961. V.6. P.381.
- 4. Я.Б.Зельдович // ДАН СССР. 1952. Т.86. С.505.
- 5. E.Konopinski, H.Mahmond // Phys.Rev. 1953. V.92. P.1045.
- 6. Ю.И.Романов // Известия вузов. Физика. 1971. №12. С.30.

^{1.} Ю.И.Романов // Тез.докл.Международн.Совещ.«Ядро-2003». СПб. 2003. С.231.

^{2.} T.D.Lee, C.S.Wu // Ann.Rev.Nucl.Sci. 1965. V.15. P.381.

СПИНОВЫЕ ЭФФЕКТЫ КАК ТЕСТЫ МОДЕЛЬНЫХ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ ОБ (АНТИ)НЕЙТРИННО – ЭЛЕКТРОННОМ РАССЕЯНИИ

Ю.И. Романов

Московский государственный университет дизайна и технологии

Изучены **у**- распределения электронов отдачи при упругом $v(\tilde{v})e$ – рассеянии на основе (V-A)- описания в области малых («солнечных») энергий нейтральных лептонов. y = T/E, где *T*- кинетическая энергия электрона, *E*- энергия (анти)нейтрино, определяет долю энергии, переданной нейтральным лептоном заряженному в процессе рассеяния. Рассмотрены ориентации векторов импульсов нейтральных лептонов и конечного электрона вдоль (+) и против (-) вектора спина электрона-мишени (отдачи), а также случаи взаимной перпендикулярности этих векторов (0).

Анализ спиновых корреляций указывает на различный характер зависимости *y*- распределений от энергии начального (анти)нейтрино для отмеченных ориентаций векторов. Например, если (здесь и ниже) E=1МэВ, то при уменьшении T от 0,796 МэВ до нуля, т.е. с увеличением угла вылета (α) от 0^o до 90^o, значение $d\sigma/dy$ для $\tilde{V}e$ - рассеяния без учета поляризации электрона увеличивается от 0,04 до 1 (в единицах $\sigma_0 = (2G^2 m_e^2)/\pi \cong 8,4\cdot 10^{-49} M^2$), а в случаях ориентаций (+,+), (+,0) и (0,-) соответственно от 0,47·10⁻² до 2, от 0,24 до 2 и от 0,29 до 1.

Проведено сравнение **у**- распределений на основе стандартной электрослабой модели (*SM*), согласно [1], и в контактном (*V*-*A*)-приближении. В частности, для неполяризованных электронов отношение $(d\sigma/dy)_{SM}/(d\sigma/dy)_{V-A}$ при $\alpha = 90^{\circ}$ равно 0,58 в случае как *ve*-, так и $\tilde{v}e$ - рассеяния и уменьшается до значений 0,16 (*ve*) и 0,47 ($\tilde{v}e$), соответствующих $\alpha = 0^{\circ}$.

1. Ю.И.Романов // Известия РАН. Сер.физич. 1993. Т.57. №5. С.88.

TARGET SPIN ASYMMETRIES IN THE NEUTRINO-ELECTRON AND NEUTRINO-PROTON ELASTIC ELECTROWEAK SCATTERING

B.K. Kerimov, M.Ya. Safin Moscow State University

Spin phenomena play a determining role in the investigations of the fundamental interactions structure, as well as in the clarification of new effects beyond the Standard Model (*SM*) of the particle physics. As an example, one can mention extensive theoretical and experimental study of the simple leptonic and semileptonic scattering processes.

In this work, which is a further development of [1, 2, 3], we study spin dependencies of the cross sections of elastic neutrino-electron and neutrino-proton scattering in the case of polarized electron and proton targets with account of charge form factor of the neutrino, and electroweak form factors, including neutral weak magnetic form factor of the proton. The latter is closely related with strange quark contents $(\bar{s} s)$ of the proton.

We have obtained analytical expressions for the cross sections, as a generalization of the well known SM cross sections $d\sigma_{SM}^{\nu,\tilde{\nu}}(\omega, y)$, incorporating target polarization, and neutrino charge radius contribution, which is responsible for pure electromagnetic and interference (due to γ – and Z^0 – exchange) terms:

$$d\sigma^{\nu,\tilde{\nu}}(\vec{s};\omega,y) = d\sigma^{\nu,\tilde{\nu}}_{WEAK}(\vec{s};\omega,y) + d\sigma^{\nu,\tilde{\nu}}_{EM}(\vec{s};\omega,y) + d\sigma^{\nu,\tilde{\nu}}_{INT}(\vec{s};\omega,y).$$

Here, E_k –kinetic energy of the recoil electron (proton), $\omega = E_v / m_{e,p}$ – energy of the incident neutrino; \vec{s} –vector of the target spin.

We calculate and study y-dependencies of the cross sections and asymmetries by target spin orientation with respect to direction \vec{n} of the incoming neutrino momentum. We show possibility to measure separately chiral coupling constants of the electron (proton) neutral currents. We show as well possibility to determine neutral weak magnetic form factor of the proton, and to obtain additional information about electromagnetic moments of the neutrino.

- 1. B.K.Kerimov, M.Ya.Safin // Izvestia RAN. Ser. Fiz. 2002. V.66. No 10. P.1465.
- B.K.Kerimov, M.Ya.Safin // Proc. SPIN-95 Int. Workshop. IHEP. Protvino. 1996. V.1. P.201.
- B.K.Kerimov, M.Ya.Safin, N.Haidar // Izvestia AN SSSR. Ser. Fiz. 1988. V.52. No 1. P.136.

РЕАКЦИИ ³Не(е,v)Т и Т(*p*,γ)⁴Не КАК ВОЗМОЖНАЯ ВЕРСИЯ ДЕФИЦИТА СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО

Б.Г. Новацкий

РНЦ "Курчатовский институт", Москва

Общепризнанно, что главным процессом ядерных превращений в стандартной модели Солнца считается *pp*I цикл, конечным продуктом которого является реакция ³He(³He, α)2*p* (*Q* = +12.86 MэB). Побочные ветви *pp*II (³He+⁴He \rightarrow ⁷Be, ⁷Be+e \rightarrow ⁷Li+v) и *pp*III (⁷Be+ $p\rightarrow$ ⁸B, ⁸B \rightarrow ⁸Be+e⁺ + v) служат основными источниками высокоэнергетичных нейтрино.

В настоящей работе рассмотрен конкурирующий канал – эндотермичная реакция ³He(e,v)T (Q = -19 КэВ) – порог которой существенно выше температуры солнечного ядра ($T \approx 2$ кэВ). В глубокоподбарьерных термоядерных реакциях рр-цикла наиболее существенна область максвелловского распределения (М-Б), которая с учетом кулоновского барьера дает максимум в экспоненте $\left(-\frac{Mv^2}{2kT} - \frac{2\pi Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v}\right)$ при $v_0 = \left(2\pi Z_1 Z_2 e^2 \frac{kT}{M\hbar}\right)^{1/3}$. Отсюда значения "эффективной" энергии для реакции рр-цикла лежат в интервале 20-40 кэВ, т.е. там, где открыт и канал реакции ³Не(е,v)Т. Спектральное распределение электронной составляющей солнечного кора обязано диссипации энергии г-лучей в процессах аннигиляции позитронов и радиационного захвата $D(p,\gamma)^{3}$ Не (Q = +5.5 МэВ). Энергия комптоновских электронов в e^{-} - γ рассеяния отлична от распределения М-Б при температурах $T \gg 2$ кэВ и соответствует степенному закону $E^{-2.3}$. Это приводит к усилению выхода реакции ³Не(е,v)Т в центре Солнца в 5*10². Взаимодействие Т и ³Не в недрах Солнца принципиально отличны. Если реакция ³He + p не идет (нет связанного ⁴Li), то в радиационном захвате T+p образуется ядро ⁴He (Q =+19.8МэВ). Основное влияние на скорость *pp* синтеза внутри Солнца оказывает кулоновский барьер, связанный с сечениями реакций экспоненциальной зависимостью $\sigma(E) = \frac{S(E)}{F} \exp(-2\pi Z_1 Z_2 e^2 / \hbar v)$. В таблице приведены кулоновские коэффициенты проницаемости каналов реакций легчайших ядер. Из таблицы видно, что экспоненты реакций T + p и D + p сравнимы и отличаются примерно в два раза, тогда как канал ³He+³He сильно подав-

лен.

Получена оценка времени жизни трития, синтезированного в реакции ³He(e,v), равная ~ 1 с. Отсюда, распад $T \rightarrow {}^{3}$ He+e+v не идет ($T_{1/2} = 12$ лет), так как весь тритий должен мгновенно сгорать в недрах Солнца.

	Кулоновские проницаемости каналов реакций				
Е, кэВ	H+H	H+D	H+T	³ He+T	³ He+ ³ He
20	4.6*10(-7)	5.3*10(-8)	2.0*10(-8)	6.3*10(-23)	5.5*10(-46)
30	8.4*10(-6)	1.5*10(-6)	7.0*10(-7)	1.4*10(-18)	2.7*10(-37)
40	4.7*10(-5)	1.1*10(-5)	5.8*10(-6)	5.4*10(-16)	4.1*10(-32)
50	1.5*10(-4)	4.2*10(-5)	2.4*10(-5)	3.2*10(-14)	1.4*10(-28)

ПОИСК ЭФФЕКТОВ НАРУШЕНИЯ *РТ*-ИНВАРИАНТНОСТИ В ФУ-КАСКАДЕ

С.Д. Кургалин, И.С. Окунев, Т.В. Чувильская, Ю.М. Чувильский Воронежский государственный университет, Россия

Предложена новая схема поиска *P*-нечетных эффектов нарушения инвариантности по отношению к изменению знака времени (*PT*-инвариантности). Используется $\alpha\gamma$ -каскад в нечетных ядрах. α -Переход служит поляризатором, создавая выстроенное возбужденное состояние дочернего ядра. Схема включает в себя измерение линейной поляризации вторичного кванта. *PT*-неинвариантная корреляция при этом имеет вид: $A_{PT} = (\vec{k}_{\alpha}\vec{\epsilon})(\vec{k}_{\gamma}(\vec{k}_{\alpha}\times\vec{\epsilon})),$ где $\vec{k}_{\alpha},\vec{k}_{\gamma}$ – импульсы частицы и γ -кванта соответственно; $\vec{\epsilon}$ – вектор линейной поляризации.

Эффекты нарушения Р- и РТ-инвариантности требуют для их наблюдения специфических условий, усиливающих конкретный эффект. Типичное выражение нарушающей симметрию наблюдаемой А, связанной с интерференцией сильного слабого взаимодействий, имеет И вид: $A_{P(PT)} \sim (W_{P(PT)} / (E_{I^{\pi}} - E_{I^{-\pi}})) (< J_{f} | EL(ML) | J_{i}^{-\pi} > / < J_{f} | ML(EL) | J_{i}^{\pi} >),$ где $E_{I^{\pi}}(E_{I^{-\pi}})$ – энергии уровней нарушающего четность дублета; $W_{P(PT)}$ матричный элемент взаимодействия, нарушающего соответствующую симметрию. Малая разность энергий дублета определяет так называемое динамическое усиление, а преобладание иррегулярной амплитуды уперехода, содержащейся в числителе выражения, над регулярной (в знаменателе) – статическое. Поэтому задача поиска примеров усиленного эффекта включает в себя подбор узкого дублета, интенсивного иррегулярного перехода, а также удобных условий наблюдения переходов и получения α-источника.

Одним из удачных примеров может служить каскад ²³¹ $Pa \rightarrow {}^{227} Ac$ (5/2⁺; 46,3 кэВ), где разность энергий дублета составляет 16 кэВ, есть пятикратное статическое усиление, и на этот уровень идет 25% α -переходов. Менее определенной, но интригующей возможностью является изучение каскада ${}^{225}Ac \rightarrow {}^{221}Fr$ ((5/2⁺, 7/2⁺); 99,87 кэВ). Здесь нет статического усиления, вклад данного α -перехода составляет 8%, но вероятный дублетный партнер ${}^{221}Fr$ ((5/2⁻, 7/2⁻); 99,60 кэВ) находится на расстоянии 0,27 кэВ. Даже неопределенность в спинах этих уровней, из-за которой вероятность того, что они действительно партнеры, равна 1/2, не лишает проблему интереса. Одним из способов прояснения неопределенности является измерение циркулярной поляризации излучения любого из этих уровней.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 02-02-16411.

О ГРАВИТАЦИОННОМ МЁССБАУЭРОВСКОМ СПЕКТРОМЕТРЕ НА ОСНОВЕ ДОЛГОЖИВУЩЕГО ИЗОМЕРА ^{109m}Аg

В.Г. Алпатов, Ю.Д. Баюков, А.В. Давыдов, Ю.Н. Исаев, Г.Р. Карташов и М.М. Коротков

Государственный научный центр Российской Федерации Институт Теоретической и Экспериментальной Физики

В ряде экспериментов по наблюдению эффекта Мёссбауэра на ядрах 109 Ag [1] получены данные, указывающие на аномально малое уширение мёссбауэровской γ -линии 88 кэВ. Наблюдавшиеся эффекты избыточного самопоглощения γ -квантов в монокристаллических источниках, приписываемые эффекту Мёссбауэра, соответствовали фактору уширения γ -линии κ равному от 1 до 100 в разных работах. В то же время теоретическая оценка этого фактора дает величину $\sim 10^5$.

Поскольку результаты указанных выше опытов лишь косвенно говорят о наблюдении процесса резонансного поглощения γ -лучей, нужны эксперименты, в которых этот эффект проявлялся бы прямым образом. Одним из таких опытов может служить измерение зависимости погло-щения γ -лучей в монокристалле серебра от направления их вылета по отношению к полю тяготения Земли. Расчеты, выполненные для плоского серебряного γ -источника толщиной 1 мм, в который с одной стороны введен материнский нуклид ¹⁰⁹Cd при средней глубине внедрения 0,15 мм, показывают, что при увеличении угла α между направлением вылета фотонов из источника и горизонтальной плоскостью будет (вследствие гравитационного смещения γ -резонанса) происходить уменьшение резонансного поглощения, что хорошо описывается формулой $\alpha_{1/2} = 0,197\kappa$, где $\alpha_{1/2}$ — угол отклонения γ -пучка от горизонтали (в градусах), соответствующий уменьшению резонансного поглощения вдвое.

Для поиска такого эффекта спроектирована установка, представляющая собой укрепленную на горизонтальной оси платформу, на которой находится жидкогелиевый криостат с γ -источником и два германиевых детектора, регистрирующих γ -кванты, испускаемые источником в противоположных направлениях параллельных плоскости платформы. Последняя в исходной позиции горизонтальна и может быть наклонена в обе стороны на угол до 30°. Установка снабжена кольцами Гельмгольца для компенсации составляющей магнитного поля Земли вдоль оси криостата. Угол наклона платформы измеряется по отклонению от горизонтали луча лазера, направленного параллельно платформе.

1. A.V.Davydov // Hyperfine Interactions. 2001. V.135. P.125.

НЕЙТРОНЫ И НУКЛЕОГЕНЕЗИС НА РАННЕЙ СТАДИИ ЭВОЛЮЦИИ ВСЕЛЕННОЙ

Н.Ж. Такибаев, Г.А. Спанова КазНПУ им. Абая

Изучается вопрос начального образования ядер химических элементов на раннем этапе развития Вселенной. Речь идет о временах порядка минут в стандартной модели "Большого Взрыва" и температурах ~ 0.3 - 0.1 МэВ. На этом этапе термодинамическое равновесие внутри ядерной и электромагнитной компонент будет происходить в условиях адиабатического расширения материи. Ядерная компонента будет уже состоять из свободных нуклонов. Начинается синтез ядер легчайших элементов – тяжелых изотопов группы водорода, гелия и даже группы L (т.е. изотопов Li, Be, B) [1-3].

Для анализа указанных процессов нами использовался подход термодинамического потенциала и известный метод "ионизационного равновесия", применяемый обычно для процессов ионизации атомов. Метод был обобщен на описание процессов синтеза - захвата нейтронов протонами и другими легкими ядрами. Исследовался баланс реакций внутри подсистем, включающих изотопы одной группы и нейтронную среду, например, реакции в изотопной группе водорода

$$p+n \rightarrow d+\gamma, \quad d+n \rightarrow t+\gamma,$$

или в группе *Li*

⁶ $Li + n \rightarrow {}^{4}He + {}^{3}H, {}^{6}Li + n \rightarrow {}^{7}Li + \gamma, {}^{7}Li + n \rightarrow {}^{8}Li + \gamma,$ и т.п.

Реакции с нейтронами обязаны сильному взаимодействию и не имеют препятствий из-за кулоновского барьера. Ядерные реакции между заряженными частицами, вследствие низкой кинетической энергии частиц по сравнению с высотой кулоновского барьера, также как и ядерное взаимодействие между разными изотопными группами, будут иметь существенно меньшую скорость, а их вклад в формирование ядерных изотопов будет меньшим по сравнению с вкладом нейтронных реакций.

Даны оценки влияния канала развала и резонансных состояний на термодинамику процессов. Принимались в учет только такие резонансные состояния, которые имеют большие времена жизни. Оказалось, что эффект имеет место для групп ядер с A > 5, причем учет резонансов существенно меняет значения распространенности для стабильных изотопов. Свободные нейтроны как компонента материи быстро выгорают, не прожив и четверти своего времени жизни. Нестабильные изотопы распадаются, когда ядерные процессы синтеза почти прекращаются, и пополняют изобилие ряда легких ядер, образование которых в иных условиях затруднено.

1. Г.В.Клапдор-Клайнгротхаус, К.Цюбер // Астрофиз. элемен. част. М.:Изд. УФН, 2000.

2. В.А.Бедняков // ЭЧАЯ. 2002. Т.33. Вып. 4. С.915.

3. N.Takibayev // Proc. of OMEG03, Tokyo, RIKEN. World Scientific, 2004.

ИЗУЧЕНИЕ ОДНОКВАНТОВОЙ АННИГИЛЯЦИИ ПОЗИТРОНОВ С ЭЛЕКТРОНАМИ ВНУТРЕННИХ ОБОЛОЧЕК АТОМА

А.П. Шумейко, В.А. Работкин, Х.А. Бушахма Воронежский государственный университет

В работе экспериментально изучен относительный выход одноквантовой аннигиляции в результате плюс бета-распада ядра ²²Na на мишенях различной толщины и сделанных из разных материалов. Толщина мишеней измерялась в единицах максимальной длины пробега позитронов с энергией Е₀. Основой для проведения теоретического анализа и сравнения с экспериментом служит расчет сечения одноквантовой аннигиляции позитрона на внутренних оболочках атомов. При проведении этих расчетов необходимо учитывать релятивизм и эффект экранирования. Расчеты были сделаны для одноквантовой аннигиляции с электронами только Коболочки атома. Учет эффектов атомного экранирования не позволил провести аналитическое интегрирование, поэтому были проведены только численные расчеты [1,2]. В области энергий позитронов 10 – 500 кэВ при расчетах учитывались следующие конкурирующие процессы: диссипация энергии за счет ионизационных потерь; выход внешнего тормозного излучения; выход одноквантовой аннигиляции; выход двухквантовой аннигиляции. При проведении эксперимента использовался источник позитронов, обладающий непрерывной формой спектра. Естественно, что спектральные особенности могут оказать влияние на соотношение между различными каналами потерь энергии при торможении позитронов.

Для проверки теоретических предсказаний экспериментально измерялся методом быстро-медленных γ - γ совпадений выход одноквантовой аннигиляции при торможении позитронов в золотых фольгах (0.2, 0.1, 0.05 мм). Разрешающее время временного канала – 5 нсек. В канале, регистрирующем аннигиляционную линию, был установлен энергетический порог 1000 кэВ. В качестве источника позитронов использовался ²²Na. Относительный выход $P_{\gamma}/P_{\gamma\gamma}$ оказался слабо зависящим от толщины мишени и составил величину (7±3)·10⁻⁴. Величина ошибки определяется большим вкладом случайных совпадений из-за наличия в схеме распада ²²Na гамма-линии 1274 кэВ. В связи с этим необходимо рассматривать данный эксперимент лишь как качественное исследование процесса одноквантовой аннигиляции. Для детального сравнения с теорией необходимо расширять круг мишеней и уменьшать экспериментальные ошибки.

- 1. Х.А.Бушахма, диссертация "Исследование вторичных процессов при ядерном бетараспаде", Ленинград. 1991.
- 2. И.Н.Вишневский и др. // Известия АН СССР. Сер.физ. 1979. Т.43. С.2142.

НАРУШЕНИЕ ТОПОЛОГИИ НА МАЛЫХ РАССТОЯНИЯХ

Т.В. Обиход

Институт ядерных исследований, Киев, Украина

Теория *D*-бран является современным вариантом единой теории фундаментальных взаимодействий. Эта теория приводит к нарушению топологии пространства-времени на малых расстояниях. В работе исследован механизм этого нарушения, обусловленный фазовой структурой пространства модулей многообразий Калаби-Яу. Показано, что топология нарушается при приближении к негеометрическим фазам. Получено пять фаз на пространстве модулей. Три из них – large radius limit, которые являются геометрическими фазами и две - small distances – негеометрические фазы, где происходит нарушение топологии. При переходе *D*-браны из геометрической фазы в негеометрическую происходит процесс распада *D*-браны. Реакции распада солитонных объектов изучаются нами в высокоэнергетической области. Наблюдаемые нами процессы аналогичны фазовым переходам в теории сверхпроводимости Ландау-Гинзбурга.

1. M.R.Douglas // Lectures on D-branes on Calabi-Yau manifolds, ICTP Spring School on Superstrings and Related Matters. Trieste. 2-10 Apr. 2001. http://www.ictp.trieste.it/~pub_off/lectures/lns007/Douglas/Douglas.pdf

THE VORTEX THEORY AND SOME INTERACTION IN NUCLEAR PHYSICS

R.G. Moon, V.V. Vasiliev All-Russian Electrotechnical Institute

The explanation of the length shrinkage and time dilation effects are proposed by Einstein's Theory of Relativity. Using the new vision of the universe proposed in the Vortex Theory, the Michelson-Morley experiment is examined [1]. It is discovered that it is not a fourth dimension of "space-time" that is responsible for the length shrinkage and time dilation effects associated with near light velocities. Instead, it is the changing volumes of two vortices of flowing space that bind the proton to the electron. Using the hydrogen atom as an example, the Vortex Theory will first prove why the length of matter parallel to the direction of travel shrinks; then it will prove why matter in the transverse direction to the velocity of travel does not shrink.

Finally, it will give an exact mathematical explanation for the phenomenon of time dilation. The fourth dimension cannot correspond to characteristic "time", because by itself the time does not exist as the fundamental principle of the Universe. A time is the phenomenon, created in accordance with the motion and it is an attribute of the motion.

 R.G.Moon, V.V.Vasiliev // Nucleus-2003. Book of abstracts 53 International Meeting on Nuclear Spectroscopy and Nuclear Structure. St.Petersburg, 2003. P.251.

НЕЛОКАЛЬНЫЕ ЗАРЯЖЕННЫЕ ПОЛЯ МАТЕРИИ В КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ

Ю.А. Касаткин

НТЦ электрофизической обработки НАН Украины, г. Харьков, Украина

При описании в рамках КЭД взаимодействия ЭМ поля с нелокальными (составными) полями материи с последующим их расщеплением возникает принципиальная трудность, связанная с обеспечением требования калибровочной инвариантности полной амплитуды процесса. Это является следствием присутствия в амплитуде сильного взаимодействия в дополнение к ЭМ, которое является объектом исследования. Типичная ситуация возникает в КХД, когда фотон взаимодействует со связанной системой кварков. Невозможность написания лагранжиана, описывающего переход составная система – составляющие исключает возможность применения рецепта КЭД, связанного с удлинением производных кинетической части лагранжиана. Это не позволяет точно сохранить ЭМ ток связанной системы. Источником этой трудности является отсутствие в КЭД способа проконтролировать перераспределение заряда в области взаимодействия между составной системой и ее составляющими. Более того, динамическая характеристика процесса расщепления – собственная вершинная функция зависит от различных аргументов для каждой диаграммы Фейнмана, учитывающей виртуальность линий, что окончательно усложняет ситуацию в целом.

Выход из сложившегося положения может быть найден на пути привлечения в рассмотрение калибровочно-инвариантных объектов типа калибровочных струн (или калибровочно-инвариантных ФГ в присутствии фо-

 $ie \int_{y}^{x} dr_{\rho} A_{\rho}(r)$ нового калибровочного поля) $D(x, y; A) = i \langle T(\psi(x)e^{-y} \quad \overline{\psi}(y)) \rangle$, (1) которые инвариантны относительно группы U(1) локальных калибровочных преобразований. Разлагая (1) в функциональный ряд Лорана по $A_{\mu}(r)$ в окрестности A = 0

$$D(x, y; \{A\}) = D(x, y) + \frac{1}{1!} \frac{\delta D(x, y; \{A\})}{\delta A_{\mu}(r)} \bigg|_{A=0} A_{\mu}(r) + \frac{1}{2!} \frac{\delta^{(2)} D(x, y; \{A\})}{\delta A_{\mu}(r) \delta A_{\nu}(r')} \bigg|_{A=0} A_{\mu}(r) A_{\nu}(r') + \dots (2)$$

и преобразуя функциональную производную $\frac{\delta D(x,y;\{A\})}{\delta A_{\mu}(r)} {}^{2}_{A=0}$ с учетом задания "минимальной" траектории в криволинейном интеграле фазовой экспоненты в форме прямой $r'_{\mu}(\lambda) = (1-\lambda)y_{\mu} + \lambda x_{\mu}$, $\lambda \in 01$ в импульсном представлении в соответствии с требованиями пространственно-временной однородности, получаем

$$\frac{\delta D(x,y;A)}{\delta A_{\mu}(r)}\bigg|_{A=0}A_{\mu}(r) \Rightarrow e\varepsilon_{\mu}\int_{0}^{1} d\lambda \frac{\partial}{\partial(p+\lambda q)_{\mu}} \begin{cases} D(p+\lambda q) \\ S(p+\lambda q) \end{cases} = \begin{cases} D(p+q) \left\{ -e\varepsilon_{\mu} \left(p+p' \right)_{\mu} \right\} D(p), \, \tilde{n}i \, \check{e}i \, 0; \\ S(p+q) \left\{ -e\varepsilon_{\mu} \left(\gamma_{\mu} + \sigma_{\mu\nu} q_{\nu} S(p) \right) \right\} S(p), \, \tilde{n}i \, \check{e}i \, \frac{1}{2}; \end{cases}$$
(3)

Выражение (3) позволяет воспроизвести весь набор строительных блоков КЭД: ЭМ вершинные функции с учетом статистики полей материи. Подобные действия для собственной сильно связной вершинной функции Грина

$$G(x, y, z; A) = i \langle T(B(z)e^{-x} \overline{\psi}_1(x)e^{-y} \overline{\psi}_2(y)) \rangle$$
(4)

для производной $\frac{\delta G(x,y,z;A)}{\delta A_{\mu}(r)}\Big|_{A=0}$ приводит к контактному механизму

$$\frac{\partial G(x, y, z; \{A\})}{\partial A_{\mu}(r)} \bigg|_{A=0} A_{\mu}(r) \Longrightarrow (2\pi)^{4} \delta(p+q-p_{1}-p_{2}) \varepsilon_{\mu} \int_{0}^{1} d\lambda \Biggl\{ e_{1} \frac{\partial G(p_{1}-\lambda q; p_{2})}{\partial (p_{1}-\lambda q)_{\mu}} + e_{2} \frac{\partial G(p_{1}; p_{2}-\lambda q)}{\partial (p_{2}-\lambda q)_{\mu}} \Biggr\}$$
(5)

который вносит в амплитуду зависимость от производной вершинной

функции. Физический смысл контактного члена (5) состоит в том, что он "контролирует" перераспределение заряда в области взаимодействия составной частицы, находящейся в 4-точке z с зарядом e и ее составляющими, образовавшимися в точках x и y с зарядами e_1 и e_2 соответственно. То есть трансляции в зарядовом пространстве в (4) по траекториям $r'_{\rho}(\lambda) = (1-\lambda)x_{\rho} + \lambda z_{\rho}$ и $r'_{\sigma}(\lambda) = (1-\lambda)y_{\sigma} + \lambda z_{\sigma}$ согласованы с трансляциями в конфигурационном пространстве. Выражения (3) и (5) позволяют корректно включить ЭМ поле в полную сильно связную 3-точечную функцию Грина так, что амплитуда процесса фоторасщепления приобретает калибровочно-замкнутую форму независимо от явного вида собственной вершинной функции.

КАЛИБРОВОЧНО-ИНВАРИАНТНАЯ АМПЛИТУДА ФОТОРАСЩЕПЛЕНИЯ СИЛЬНО СВЯЗНОЙ ЯДЕРНОЙ СИСТЕМЫ

Ю.А. Касаткин, И.К. Кириченко¹

НТЦ электрофизической обработки НАН Украины, Украина, г.Харьков, Украина ¹ Украинская инженерно-педагогическая академия, г.Харьков, Украина

Имея в распоряжении все необходимые конструкции [1], определяющие взаимодействие ЭМ поля с 2-точечной ФГ и 3-точечной выпол-



ним включение калибровочного поля в полную локально калибровочноинвариантную одночастично неприводимую 3-точечную ФГ. В результате образуется калибровочно-замкнутый ряд четырёхточечных ФГ, состоящий из трёх одночастично приводимых 4-точечных ФГ (полюсная часть) и сильносвязной 4-точечной ФГ (контактный член). Математическая запись, отражающая процесс включения ЭМ поля в сильно связную 3-точечную ФГ имеет вид (каждая строка в выражении (1) соответствует диаграмме на рис. слева направо)

$$\left\{ D(p)G(p;p_{1},p_{2})D(p_{1})D(p_{2}) \right\} + \left\{ e\varepsilon_{\mu} \right\} \rightarrow$$

$$\rightarrow \left\{ -e\varepsilon_{\mu}z_{0}^{1}d\lambda \frac{\partial D(p+\lambda q)}{\partial (p+\lambda q)_{\mu}} \right\} G(p+q;p_{1},p_{2})D(p_{1})D(p_{2}) + D(p)G(p;p_{1}-q,p_{2}) \left\{ -e\varepsilon_{\mu}z_{0}^{1}d\lambda \frac{\partial D(p_{1}-\lambda q)}{\partial (p_{1}-\lambda q)_{\mu}} \right\} D(p_{2}) +$$

$$+ D(p)G(p;p_{1},p_{2}-q)D(p_{1}) \left\{ -e\varepsilon_{\mu}z_{0}^{1}d\lambda \frac{\partial D(p_{2}-\lambda q)}{\partial (p_{2}-\lambda q)_{\mu}} \right\} +$$

$$+ D(p)\left\{ -e\varepsilon_{\mu}\int_{0}^{1}d\lambda \left\{ z_{1}\frac{\partial G(p+(1-\lambda)q;p_{1}-\lambda q,p_{2})}{\partial (p_{1}-\lambda q)_{\mu}} + z_{2}\frac{\partial G(p+(1-\lambda)q;p_{1},p_{2}-\lambda q)}{\partial (p_{2}-\lambda q)_{\mu}} \right\} \right\} D(p_{1})D(p_{2}).$$

$$(1)$$

Нетрудно убедиться в калибровочной инвариантности выражения (1). В качестве примера получим амплитуду для фоторасщепления составной системы со спином 0. Введение в (1) относительного 4–импульса $k_{\nu} = (p_1 - p_2)_{\nu}/2$ образовавшихся фрагментов позволяет записать выражение для контактной амплитуды в виде

$$\mathfrak{M}_{Cont} = -\frac{\varepsilon k}{qk} \Biggl\{ e_1 G\Biggl(\Biggl(k - \frac{q}{2} \Biggr)^2 \Biggr) + e_2 G\Biggl(\Biggl(k + \frac{q}{2} \Biggr)^2 \Biggr) - e G\Bigl(k^2 \Biggr) \Biggr\}.$$

Для полной амплитуды в однофотонном приближении на основе (1) получаем как сумму полюсного и регулярного вкладов

$$\mathfrak{M} = \mathfrak{M}^{(pol)} + \mathfrak{M}^{(reg)} = (\mathfrak{J}_{\mu}^{(pol)} + \mathfrak{J}_{\mu}^{(reg)}) \mathcal{E}_{\mu},$$

где $\mathfrak{I}_{\mu}^{(pol)} = e \frac{p_{\mu}}{pq} G_s - e_1 \frac{p_{1\mu}}{p_1 q} G_t - e_2 \frac{p_{2\mu}}{p_2 q} G_u$, $\mathfrak{I}_{\mu}^{(reg)} = \frac{k_{\mu}}{kq} (e_1 G_t + e_2 G_u - e G_s).$

4–импульса k_{ν} образовавшихся фрагментов.

Индекс у вершинной функции $G_{\{s,t,u\}}$, указывает на ее зависимость от соответствующего аргумента для каждого слагаемого в соответствии с выражением (1). В результате выделения в выражении полного матричного элемента тензора ЭМ поля $F_{\mu\nu} = \varepsilon_{\mu}q_{\nu} - \varepsilon_{\nu}q_{\mu}$ получаем калибровочноэквивалентный вид для полной амплитуды $\mathfrak{M} = \mathfrak{T}_{\mu}^{(pol)} \frac{F_{\mu\nu}}{kq} k_{\nu}$. Как видно из этого выражения полная амплитуда определяется лишь вкладом полюсной составляющей ЭМ тока, но ценой введения в нее относительного

Построение амплитуды взаимодействия фотонов с сильно связанными полями материи, ввиду отсутствия лагранжиана может быть проведено вне рамок теории возмущений, а лишь в предположении, что изначально известны сильно связные 2- и 3-точечные ФГ полей материи, инвариантные относительно группы локальных калибровочных преобразований. Показано, что этих предположений достаточно для получения полной амплитуды процесса, независимо от неизвестных деталей ЭМ структуры составной сильно связанной системы, в которой выполняются требования ковариантности и калибровочной инвариантности при последовательном учете внутренней динамики.

1. Ю.А.Касаткин // "Ядро-2004". Тезисы докладов 54 Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Белгород: издательство БГУ, 2004. С.

ПРОБЛЕМА ФИЗИКИ И ХИМИИ АНТИВЕЩЕСТВА И ВОЗМОЖНОСТИ ЕГО СИНТЕЗА

Е.П. Светлов-Прокопьев

ГНЦ РФ Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

В данном сообщении предполагается обсудить особенности проблемы физики и химии антивещества и возможности его синтеза и применения в процессах «антивещество ↔ энергия» в свете современных научных достижений в физике ядра и ядерных технологий. Современная проблема физики и химии антивещества включает в себя исследования особенностей свойств антиматерии и особенностей взаимодействия материи и антиматерии [1-16], а также исследования свойств вещества с помощью античастиц (например, позитронная и мюониевая спектроскопии). Сюда можно отнести исследования позитронсодержащих атомов и молекул и полиэлектронных комплексов Уилера состава $(e^+e_2^-)$ и др. в идеальных и дефектных кристаллах и других веществах [13-16]. Большой интерес представляют исследования самоорганизации и влияния всего остального Мира (Вселенной и/или вселенных, находящихся на различных стадиях эволюции) на элементарные физические процессы (такие как $e^- + e^+ \leftrightarrow$ и т.д.). В этой связи интересны также возможности изучения технологических физических природных процессов с точки зрения их практического использования (для создания новых процессов).

Особый интерес представляет возможность получения интенсивных потоков позитронов при перестройке физического вакуума в сильных полях [1-3]. В связи с этим могут быть рассмотрены возможности использования исследований различных процессов, протекающих в экстремальных условиях, в ядерной физике, астрофизике и космологии, а также в других смежных областях науки и техники для создания интенсивных потоков позитронов. Источником позитронов могут служить вещества с зарядом ядра Z>85 при сжимающем действии экстремальных ядерных процессов. При этом вероятно должны происходить процессы полной ионизации этих атомов и процессы адиабатического слияния голых ядер с образованием со-К-оболочке которого рождаются электронноставного ядра, на позитронные пары. Позитроны при этом могут уходить с К-оболочки на бесконечность в силу кулоновского отталкивания. Таким образом могли бы быть получены очень мощные потоки позитронов. Сбор таких позитронов в магнитные ловушки в условиях космического пространства может явиться весьма эффективным методом накопления антивещества. Обсуждаются также проблемы получения позитронов при адиабатических столкновениях ядер с зарядом ядра Z>85 на ускорителях заряженных частиц и при создании «тяжелой» высокотемпературной плазмы, а также вопросы особенностей процесса аннигиляции позитронов в различных веществах и возможных применений позитронных пучков в науке и технике [4-13].

- 1. А.Б.Мигдал // Фермионы и бозоны в сильных полях. М.: Наука, 1978.
- 2. Я.Б.Зельдович, В.С.Попов // УФН. 1971. Т.105. С.403.
- 3. Л.А.Арцимович, Р.З.Сагдеев // Физика Плазмы для физиков. М.: Атомиздат, 1979.
- 4. Е.П.Прокопьев // Оборонный комплекс-научно-техническому прогрессу России. 2003. №2. С.10.
- 5. Е.П.Прокопьев // Оборонный комплекс-научно-техническому прогрессу России. 2003. №2. С.17.
- 6. Е.П.Прокопьев // Оборонный комплекс-научно-техническому прогрессу России. 2003. №2. С.15. (см. также <u>http://www</u>.prokopep.narod.ru).
- 7. Е.П.Прокопьев // Оборонный комплекс научно-техническомк прогрессу России. №3. С.39.
- Е.П.Прокопьев // Abstracts of 4-th International Conference. Nuclear and radiation physics (ICNRP 03). 15-17 September 2003. Almaty: Institute of Nuclear Physics, Republic of Kazakstan, 2003. C.144.
- Е.П.Прокопьев // Abstracts International conference «Organization of Structure in Open Systems». Тезисы докладов шестой международной конференции. Almaty, October, 21-24, 2002. C.85.
- E.P.Svetlov-Prokop'ev // Abstracts of International Silk Road Conference "Quantum theory, partial differential equations of mathematical physics and their application". Tashkent, Uzbekistan, September 30 – October 3, 2003. P.64.
- Е.П.Светлов-Прокопьев // Тезисы доклада 3-й Международной конференции «Современные достижения физики и фундаментальное физическое образование». Казахстан, Алматы, 1-3 октября 2003 г. С.105.
- 12. Е.П.Светлов-Прокопьев // Вестник КазНУ. Сер. физ. 2003. Т.2(15). С.7.
- 13. Е.П.Прокопьев Общие принципы взаимодействия вещества и антивещества. Нерелятивистская теория. М., 1990. 8 с. (Деп. в ЦНИИ "Электроника". Р-5313. Электронная техника. Сер.11. 1990. Вып.2. С.6)
- 14. Е.П.Прокопьев // Электронная техника. Сер.3. Микроэлектроника. 1992. Вып.4. С.65.
- 15. П.У.Арифов, Н.Ю.Арутюнов, Е.П.Прокопьев и др. Квантовые свойства атомов и ионов и позитронная диагностика. Ташкент: ФАН, 1975. 242 с.
- 16. К.П.Арефьев, П.У.Арифов, Е.П.Прокопьев и др. Позитронсодержащие системы и позитронная диагностика. Ташкент: ФАН, 1978. 192 с.

ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ ИНТЕНСИВНЫХ ПОТОКОВ ПОЗИТРОНОВ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

Е.П. Светлов-Прокопьев

ГНЦ РФ Институт теоретической и экспериментальной физики, Москва

О проблеме получения интенсивных потоков позитронов

В ряде работ обсуждались и были предложены и реализованы методы получения достаточно интенсивных пучков медленных позитронов от радиоактивных источников ²²Na, ⁶⁴Cu и т.д., получения позитронов с использованием ускорителей заряженных частиц [1]. Особый интерес представляет возможность получения интенсивных потоков позитронов при перестройке физического вакуума в сильных полях [2, 3]. При этом использование и действие позитронных потоков на технически важные материалы представляет серьезную самостоятельную проблему [4-9].

Особенности действия позитронной радиации на материалы

При воздействии интенсивных потоков позитронов участки облучения резко обедняются электронами, что приводит к нарушению электронейтральности в больших масштабах. Этот эффект естественно приводит к разлету ионов облученного позитронами вещества. Можно дать даже особый термин этому явлению – «аннигиляционное испарение вещества». Так как время жизни позитрона относительно аннигиляции составляет величину порядка 0,1 нс, то и процесс аннигиляционного испарения вещества должен протекать примерно за тот же период времени Использование резко сфокусированных пучков позитронов большой интенсивности, следовательно, имело бы большие технические применения.

Об аннигиляционных позитронных гразерах

При наличии интенсивных потоков позитронов привлекательным становится вопрос о создании аннигиляционных гразеров за счет индуцированном переходе ${}^{3}S_{1} \rightarrow {}^{1}S_{0}$. Здесь ${}^{1}S_{0}$ – состояние синглетного атома позитрония в парасостоянии. Роль состояния с отрицательной температурой здесь играет атом позитрония в триплетном ${}^{3}S_{1}$ состоянии, время жизни которого относительно трехквантовой аннигиляции составляет величину $1,4\cdot10^{-7}$ с. Спектр гамма-излучения такого атома непрерывен. Время жизни парапозитрония относительно двухквантовой аннигиляции составляет величину $1,25\cdot10^{-10}$. При этом испускается когерентное гамма-излучение с энергией порядка 0,51 МэВ, теория которого была разработана Летоховым [9]. Таким образом, техническая реализация аннигиляционных позитронных гразеров связана с получением больших количеств атома позитрония в ${}^{3}S_{1}$ состоянии.

Об использовании энергии аннигиляции для передачи информации в космическом пространстве

Отмечалось [1,4], что проблема сбора, хранения и использования аннигиляционных источников энергии очень сложна и может осуществиться лишь в отдаленном будущем [9-13]. Однако проблема сбора и хранения антивещества в небольших количествах и последующего его применения не очень фантастична и может быть решена уже в недалеком будущем. Обсудим, какие же пути возможны для создания электроники в диапазоне длин волн порядка 0,01 Å и менее.

В качестве источника передающего сигнала в электронике прежде всего могут быть использованы аннигиляционные гамма-кванты с энергией 0,511 МэВ, получающегося в результате аннигиляции парапозитрония, который аннигилирует двухквантовым образом, и энергия гамма-квантов для теплового позитрония равна почти строго 0,511 МэВ, то есть парапозитроний может служить монохроматическим источником жестких аннигиляционных гамма-квантов, способных проникать в космическое пространство на далекие расстояния, практически не теряя своей энергии. Кроме того, в случае передачи информации при помощи аннигиляционных гамма-квантов облегчаются условия их детектирования премниками излучения и последующего их усиления.

- 1. Н.А.Власов. Антивещество. М.: Атомиздат. 1968.
- 2. А.Б.Мигдал. Фермионы и бозоны в сильных полях. М.: Наука, 1978.
- 3. Я.Б.Зельдович, В.С.Попов // УФН. 1971. Т.105. С.403.
- 4. Е.П.Прокопьев // Оборонный комплекс научно-техническому прогрессу России. 2003. №2. С.17.
- 5. Е.П.Прокопьев // Оборонный комплекс научно-техническому прогрессу России. 2003. №2. С.10. (см. также <u>http://www</u>.prokopep.narod.ru).
- 6. Е.П.Прокопьев // Оборонный комплекс научно-техническому прогрессу России. 2003. №2. С.15.
- 7. Е.П.Прокопьев // Оборонный комплекс научно-техническому прогрессу России. №3. С.39,40.
- Е.П.Прокопьев // Abstracts of 4-th International Conference. "Nuclear and radiation physics" (ICNRP 03). 15-17 September 2003. Almaty: Institute of Nuclear Physics, Republic of Kazakstan, 2003. P.144.
- 9. V.S.Letokhov // Phys. Letters. A. 1974. Vol.49. P.275.
- Е.П.Прокопьев Общие принципы взаимодействия вещества и антивещества. Нерелятивистская теория. М., 1990. 8 с. (Деп. в ЦНИИ "Электроника". Р-5313. Электронная техника. Сер.11. 1990. Вып.2. С.6).
- 11. Е.П.Прокопьев // Электронная техника. Сер.3. Микроэлектроника. 1992. Вып.4. С.65.
- 12. П.У.Арифов, Н.Ю.Арутюнов, Е.П.Прокопьев и др. Квантовые свойства атомов и ионов и позитронная диагностика. Ташкент: ФАН, 1975. 242 с.
- 13. К.П.Арефьев, П.У.Арифов, Е.П.Прокопьев и др. Позитронсодержащие системы и позитронная диагностика. Ташкент: ФАН, 1978. 192 с.

СДВОЕННЫЙ Si-ДЕТЕКТОР ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ β-ЧАСТИЦ В УСЛОВИЯХ γ-ИЗЛУЧЕНИЯ

Г.Л. Бочек, А.С. Головаш, А.В. Косинов, В.В. Котляр, В.И. Кулибаба, Н.И. Маслов, А.А. Мазилов, С.В. Наумов, В.Д. Овчинник ННЦ "Харьковский физико-технический институт", Харьков, Украина

Приводятся результаты моделирования и экспериментальные данные по детектированию β-частиц сдвоенным кремниевым детектором [1-2], работающим в режиме совпадений. Исследования производились с использованием β-источника с максимальной энергией электронов 2.27 МэВ.

Для проведения исследований по регистрации электронов применялся измерительный комплекс, включающий специальный сдвоенный детектор, два зарядочувствительных предусилителя, два усилителя-формирователя, дискриминатор-формирователь стандартного сигнала, персональный компьютер со встроенным аналого-цифровым преобразователем. Создано программное обеспечение для измерительного комплекса. В режиме быстрых совпадений импульсов от двух детекторов достигнуто разрешающее время для пары детекторов с размерами 6.5х6.5 мм² – 70 нс, а для пары детекторов с размерами 2х2 мм² – 30 нс. В результате экспериментальных исследований, показана возможность детектирования электронов в условиях фона γ -излучения. На рисунке приведен спектр потерь энергии (3) электронов в Si детекторе толщиной 300 мкм.



Рассматривается возможность создания многослойных детектирующих систем на основе одноканальных планарных и многоканальных микростриповых детекторов [3] для исследования β-распада.

- 1. Г.Л.Бочек и др.// Тезисы докл. Межд. семинара по ускорителям заряженных частиц. Алушта, 2003. С.174.
- 2. G.Bochek, V.Kulibaba, N.Maslov, S.Naumov, A.Starodubtsev.// Prob. of At. Sci. and Technology. Ser.:NPI, Kharkov, NSC "KhIPT", 1(37), 2001. P.36.
- 3. N.Maslov, et al. // Nuclear Physics. B (Proc. Suppl.). 1999. V.78. P.689.

ОДНОКАНАЛЬНЫЕ И МНОГОКАНАЛЬНЫЕ КРЕМНИЕВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

Н.И. Маслов

ННЦ "Харьковский физико-технический институт", Харьков, Украина

Полупроводниковые одноканальные и многоканальные (координатные) планарные детекторы широко применяются в настоящее время в физике, медицине и различных областях техники. Наиболее широкое применение получили кремниевые координатные детекторы (ККД). Для изготовления ККД применяются наработанные десятилетиями технологии производства интегральной микроэлектроники. Это обеспечивает стабильность характеристик, высокие энергетические и пространственные разрешения детекторов. Более того, планарные детекторы, изготовленные на основе высокоомного кремния, не требуют охлаждения, что значительно упрощает создание многоканальных детектирующих систем. В суперколлайдерных экспериментах на основе ККД создаются многослойные регистрирующие системы, включающие в себя десятки квадратных метров кремниевых пластин, представляющие собой несколько миллионов самостоятельных детекторов [1]. ККД подразделяются в основном на три вида: точечные, микрополосковые и дрейфовые. В настоящей работе рассматриваются планарные одноканальные детекторы и фотодиоды, односторонние и двухсторонние микростриповые детекторы [2]. Обсуждаются особенности разработки и применения микростриповых детекторов в экспериментальных исследованиях [3]. Анализируется возможность создания на базе кремниевого фотодиода детектирующего элемента типа сцинтиллятор-фотодиод для использования в медицинских томографах, например в позитрон-эмиссионном томографе (ПЕТ). На рисунке показаны результаты измерений детектором типа сцинтиллятор-фотодиод спектров гамма-излучения изотопного источников Cs¹³⁷ (пик 662 кэВ). Сцинтиллятор CsI(TI) с размерами 7,5x7,5x20 мм³.



- 1. N.Maslov, et al.// Nuclear Physics. B (Proc. Suppl.). 1999. V.78. P.689.
- 2. A.P. de Haas, P.Kuijer, V.I.Kulibaba, N.I.Maslov, et al. // Problems of Atomic Science and Technology. Ser.:NPI, Kharkov, NSC "KhIPT", 2(36), 2000, p. 26-33.
- 3. P.Kuijer et al.//Problems of Atomic Science and Technology. Ser.:NPI, Kharkov, NSC "KhIPT", 2(36), 2000, p.41-45.

ШИРОКОАПЕРТУРНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА ПУЧКАХ ЭКЗОТИЧЕСКИХ ЯДЕР

Р.А. Астабатян^{1,2}, Р.Л. Кавалов¹, Р. Калпакчиева², И.В. Кузнецов², С.П. Лобастов², С.М. Лукьянов², Э.Р. Маркарян^{1,2}, В.А. Маслов², Ю.Э. Пенионжкевич², Н.К. Скобелев², Ю.Г. Соболев², В.Ю. Угрюмов² ¹ Ереванский Физический Институт, Ереван, Армения ² Лаборатория Ядерных Реакций им. Г.Н.Флерова, ОИЯИ, Дубна, Россия

Эксперименты с пучками радиоактивных ядер представляют большой интерес для исследования структуры ядер. Однако, из-за ограниченной интенсивности пучков экзотических ядер (10⁴-10⁶) экспериментальные установки на таких пучках должны по возможности регистрировать продукты реакций в пределах телесных углов $\Omega \approx 10^{-2}$ ср и более. Другой особенностью таких установок является многомодульность, должная обеспечивать независимую регистрацию продуктов реакций вследствие того, что экзотические ядра являются слабосвязанными с относительно большим числом каналов реакций. Приведенная установка регистрирует продукты реакций в пределах полного угла $\phi \approx 2p$, составлена из регистрации следующих, независимых каналов И состоит ИЗ последовательно расположенных по падающему пучку, частей:

1) Двухкоординатного модуля – многопроволочной пропорциональной камеры (МПК), предназначенной для активной коллимации пучка или восстановления траектории падающей на мишень частицы и мониторирования пучка;

2) Многосекционного ионизационного калориметра для идентификации падающей частицы по ΔE -измерениям удельных потерь;

3) Многомодульного (до пяти *X*, *Y*) МПК для восстановления траекторий, измерения угловых распределений продуктов реакций, в том числе выделения коррелированных событий. В промежутке между МПК размещается физическая мишень;

4) *∆Е*-ионизационный счетчик и кристаллический CsI - детектор полного поглощения для идентификации и измерения энергии продуктов реакций.

Подробнее об установке и ее параметрах описано в работах [1-3].

Установка позволяет проводить регистрацию продуктов реакций в диапазоне углов $160^{\circ} \leq \Theta_{\rm L} \leq 20^{\circ}$ при $\phi \approx 2$ р, что дает возможность проводить измерения упругого рассеяния малоисследованном В диапазоне передних И задних углов. В настоящее время экспериментальные данные в этой области углов для экзотических ядер возможность выделения отсутствуют. В частности, прямого коррелированных частиц – продуктов реакций на фоне падающего пучка, позволяет получать уникальные данные по упругому рассеянию ⁶Не на водороде в области углов $\Theta_{\rm cm} \approx (165-180)^0$. В результате проведенных нами измерений получены данные по упругому рассеянию ⁶He и ⁷Li с энергиями192 и 135 МэВ на водороде в области углов $\Theta_{\rm cm} \approx (20\text{-}100)^0$ и $\Theta_{\rm cm} \approx (165\text{-}175)^0$.

- 1. Yu.G.Sobolev, M.P.Ivanov, R.Kalpakchieva et al.// Instruments and Experimental Techniques. 1997. V.40. N5. P.589.
- 2. R.A.Asaturyan, R.A.Astabatyan, M.P.Ivanov et al. // Instruments and Experimental Techniques. 1999. V.42. N3. P.342.
- 3. R.A.Astabayan, R.Kalpakchieva, R.Kavalov et al. // Preprint JINR E13-2002-138. Dubna. 2002.

О ВОЗМОЖНОСТИ ИЗМЕРЕНИЯ ПЕРИОДОВ ПОЛУРАСПАДА ИЗОМЕРОВ (И ДРУГИХ ХАРАКТЕРИСТИК ЯДЕР) ПОЛУЧАЕМЫХ В ON-LINE ЭКСПЕРИМЕНТАХ НА УСТАНОВКЕ ЯСНАПП-2 В МИЛИСЕКУНДНОМ И СЕКУНДНОМ ДИАПАЗОНАХ

В.Г. Калинников, З. Гонс, В.И. Стегайлов, П. Чалоун Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

Практически все (нейтронодефицитные) нечетные и нечетно-нечетные ядра тулия и гольмия в диапазоне масс 150-165 имеют секундные или миллисекундные изомерные состояния.

Измерение периодов полураспада ядерных состояний в этом временном диапазоне возможно только по спаду интенсивности регистрируемого излучения (гамма излучения или электронов внутренней конверсии). Решение данной физической задачи возможно только программным путем, так как требует одновременного совмещения и решения следующих проблем:

-синхронизации времени получения источника и времени начала измерения;

- -необходимости непрерывного наблюдения и контроля за ходом эксперимента;
- –необходимости быстрой и гибкой смены параметров эксперимента;

-необходимости быстрой записи тысяч блоков данных в секунду;

–необходимости использования особых подходов к хранению, сортировке и обработке большого количества экспериментальных данных.

Для исследования высокоспиновых изомеров нечетно-нечетных ядер в миллисекундном диапазонах, распадающихся секундном на И высокоэнергетические состояния четно-четных ядер (Q=3-5)Мэв), требуются HpGe детекторы с большой эффективностью регистрации гамма-излучения (30%-50%), способные также регистрировать низкоэнергетическое рентгеновское излучение, наличие которого позволяет однозначно идентифицировать исследуемый изотоп. Также необходимы полупроводниковые SiLi детекторы, позволяющие измерять электронные спектры с разрешением ~ 1кэв. в большом энергетическом диапазоне и одновременно определять и мультипольности сильноконвертированных высокоспиновых состояний (особенно в нечетно-нечетных ядрах).

Нами проведены измерения спада интенсивности быстро убывающего гамма излучения изотопа ¹⁵²Eu, регистрируемого Hp(Ge) детектором (эфф.~25%), с использованием амплитудно-цифровых преобразователей типа LeCroy (мертвое время =3 микросек.) и а.ц.п. типа CANBERRA

(мертвое время~40 микросек.), а также специально написанной системы программ в системе LINUX.

Скорость спада интенсивности определялась как по спаду площадей гамма линий в спектре, так и по спаду общей интегральной площади спектра.

Минимальное время сканирования (сброса информации) равнялось: 10, 20, 30, 1000 млсек, при общем времени экспозиции 60сек. Суммарные спектры для каждого времени сканирования сравнивались между собой и со стандартным спектром ¹⁵²Eu снятым в течении 3600 сек. Наблюдаемое отличие в пределах статистической ошибки.

Данная система детектирования и сбора информации позволяет существенным образом расширить область до сих пор лишь потенциально доступных короткоживущих изотопов в миллисекундном диапазоне в рамках проекта ЯСНАПП.

1. З.Гонс // Тез. 54 Сов.по яд.спектроскопии и стр.ат. ядра. Белгород. 2004.

СУММИРОВАНИЕ ИМПУЛЬСОВ В СПЕКТРАХ *ү*-ЛУЧЕЙ

К.Я. Громов, В.И. Фоминых, В.Г. Чумин Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

Если при распаде радиоактивного нуклида возникают каскадные, совпадающие у-лучи и отсутствует прямой, кросс-овер у-переход, в успектре наблюдается пик, возникающий при суммировании импульсов от каскадных γ-лучей. Экспериментальные данные об интенсивности (площади) пика суммы в спектре могут быть использованы для определения абсолютной активности источника излучения, абсолютной эффективности регистрации у-лучей, определения (оценки) интенсивности слабого кросс-овера у-перехода [1]. Действительно, площадь пика, образуемого суммированием импульсов от совпадающих у-лучей, равна: $S_{\gamma l+\gamma 2} = n \cdot a_{\gamma l} \cdot a_{\gamma 2} \cdot \varepsilon_{\gamma l} \cdot \varepsilon_{\gamma 2}$, где $S_{\gamma l+\gamma 2}$ - счет в пике суммы; п – активность источника; $a_{\gamma l}$ и $a_{\gamma 2}$, $\varepsilon_{\gamma l}$ и $\varepsilon_{\gamma 2}$ - интенсивности на распад и эффективности регистрации гамма-лучей ү1 и ү2, Эту формулу можно переписать в виде: $S_{\gamma l+\gamma 2} = S_{\gamma l} \cdot S_{\gamma 2} / n$ или $n = S_{\gamma l} \cdot S_{\gamma 2} / S_{\gamma l+\gamma 2}$, где $S_{\gamma l}$ и $S_{\gamma 2}$ - счет в фотопиках γ_1 и γ_2 ,

Для оценки точности получаемых результатов измерения были выполнены с источниками:

⁶⁰ Co (каскад 4⁺, 2505 кэВ
$$\xrightarrow{\gamma^{1173}}_{E2}$$
 2⁺, 1332 кэВ $\xrightarrow{\gamma^{1332}}_{E2}$ 0⁺, 0 кэВ),
²⁰⁷ Bi (каскад 13/2⁺, 1633 кэВ $\xrightarrow{\gamma^{1064}}_{M4}$ 5/2⁻, 570 кэВ $\xrightarrow{\gamma^{570}}_{E2}$ 1/2⁻, 0 кэВ),
и ²¹⁴ Bi (каскад 0⁺, 2017 кэВ $\xrightarrow{\gamma^{1408}}_{E2}$ 2⁺, 609 кэВ $\xrightarrow{\gamma^{609}}_{E2}$ 0⁺, 0 кэВ).

Измерения проводились в условиях стандартной (не низкофоновой) лаборатории с HPGe-детектором, объем 86 см³, Поскольку интенсивность пика суммы пропорциональна $\varepsilon_{\gamma l} \cdot \varepsilon_{\gamma 2}$ (а они невелики) оказалось важным точное определение экспозиции (''живого времени'') измерения γ -спектра. С этой целью в схему спектрометра был включен блок генератора стабильной частоты импульсов (50 сек⁻¹). Для достижения высокой точности измерений необходимо учитывать:

- уменьшение площадей фотопиков γ_1 и γ_2 за счет суммирования,
- случайные совпадения,
- угловые корреляции совпадающих переходов γ₁ и γ₂.

В результате измерений абсолютные активности источников определены с погрешностями, не превышающими 5 - 10 %. В качестве

источника ⁶⁰ Со использован источник типа ОСГИ. Полученное значение его активности совпало с паспортным с точностью около 5 %.

Суммарные пики в γ -спектрах могут быть использованы также для поисков слабых кросс-овер γ -переходов. В частности при изучении γ -спектра ²⁰⁷ Ві получено указание на существование ранее неизвестного γ -перехода с уровня 7/2⁻, 2340 кэВ в основное состояние 1/2⁻, 0 кэВ ²⁰⁷ Рb. Оценка его интенсивности: $a_{\gamma 2340} = (4\pm 2) \cdot 10^{-3}$ %.

1. Ц.Вылов, В.М.Горожанкин, Ж.Желев и др.// Спектры излучений радиоактивных нуклидов. Ташкент: Издательство "ФАН", УзбССР, 1980. С.27.

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ ВНУТРЕННЕЙ КОНВЕРСИИ НА ПОЛНОСТЬЮ АВТОМАТИЗИРОВАННОМ МИКРОСКОПНОМ КОМПЛЕКСЕ ПАВИКОМ

И.Ю. Апачева², О.К. Егоров¹, Т.А. Исламов³, В.Г. Калинников⁴, К.А. Котельников², Н.Г. Полухина², А.А. Солнышкин⁴, Н.И. Старков² ¹ИТЭФ им. А.И.Алиханова, Москва, Россия; ²ФИАН им. Лебедева, Москва, Россия; ³Ташкентский государственный университет, Ташкент, Узбекистан; ⁴ОИЯИ, Дубна, Московская область, Россия

Приведены результаты пробного обмера фотоэмульсионной пластинки, экспонированной в бета-спектрографе ЛЯП ОИЯИ, на микроскопном измерительном комплексе ПАВИКОМ-1. Пластинка была облучена электронами внутренней конверсии (ЭВК), возникающими при распаде изотопов эрбия. Использована прецизионная телевизионная система считывания информации с ПЗС матрицей, содержащей 1360х1024 фотоприемных элементов. Механическая точность перемещений составляла 0.5 мкм по всем координатам.

ВОССТАНОВЛЕНИЕ МОДЕЛЬНЫХ СПЕКТРОВ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ

С.Н. Олейник, В.П. Божко, А.Н. Водин *ННЦ "Харьковский физико-технический институт", Харьков, Украина*

Развиваемый авторами подход по восстановлению спектров быстрых нейтронов из измеренных амплитудных распределений основан на решении интегрального уравнения Фредгольма I рода с помощью программы SPLILL [1], реализуемого в виде сплайн-функций. Методика отработана на гладких модельных функциях, при этом выявлена зависимость качества восстановления от формы нейтронных спектров, функций отклика, а также расчетных параметров [2].

С помощью этой методики проведено восстановление модельных спектров быстрых нейтронов. Нейтронные спектры имитировались аналитическими функциями Гаусса, а амплитудные распределения рассчитывались методом Монте-Карло [3] для спектрометра быстрых нейтронов по протонам отдачи на основе Si-поверхностно-барьерного детектора с полиэтиленовым конвертором.

Найдено. что рабочий энергетический диапазон спектрометра определяется значением толщины h чувствительного слоя Si-детектора. Это связано с существенным изменением формы функций отклика от нейтронов, для которых пробег протонов отдачи R_p превышает величину h[4]. Результаты численных экспериментов, проведенных в диапазоне энергий нейтронов 0.1-15 МэВ показывают, что восстановление нейтроных спектров, для которых R_p~h, дает удовлетворительные результаты. Для энергий нейтронов с $R_p >> h$ качество восстановления ухудшается неустойчивости решения (периодические возникают характерные выбросы), краевые способы возмущения И подавления которых разработаны ранее [2].

- 1. Алгоритмы и программы восстановления зависимостей //Под ред. В.Н. Вапника. М.: Наука, 1984. 816 с.
- 2. С.Н.Олейник, Н.А.Шляхов, В.П.Божко // ВАНТ. Сер. "Ядерно-физические исследования". 2000. №2(36). С.18.
- 3. С.Н.Олейник, В.П.Божко, А.Н.Водин // ВАНТ. Сер. "Ядерно-физические исследования". 2002. №4 (38). С.9.
- 4. В.П.Божко, С.Н.Олейник, А.Н.Водин // Тезисы докл. 53 Международном совещании по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. 7-10 октября 2003г. Санкт-Петербург. 2003. С.11.

COMPLEX OF FACILITIES FOR PRECISE NONDESTRUCTIVE INVESTIGATIONS BY THE METHOD OF DEPTH SELECTIVE ELECTRON MOSSBAUER SPECTROSCOPY

N.U. Aldiyarov, K.K. Kadyrzhanov, A.M. Seytimbetov, V.S. Zhdanov Institute of Nuclear Physics of Kazakhstani National Nuclear Center, Almaty

More extensive application of Mossbauer spectroscopy in various nuclearphysical investigations requires development of its instruments. The report presents a complex of experimental facilities for precise nondestructive investigations of properties of subsurface nanolayers using the method of depth selective electron Mossbauer spectroscopy (DS EMS). Each facility is a combination of a definite type beta-spectrometer and a standard nuclear gamma resonance (NGR) spectrometer.

There were found conditions for achievement of depth resolution close to theoretical limit of the DS EMS method [1]. The developed beta-spectrometers of the facilities satisfy these conditions what made it possible to obtain depth resolution of about several nanometers for measurements at conversion and Auger electrons (energies from ~1 keV up to ~ 10 keV) and total thickness of subsurface nanolayers within ~ 100 nm; at low-energy Auger and secondary electrons (energies up to ~ 0.5 keV) it was achieved resolution of about tenths of nanometer at thickness within ~10 nm.

A high-effective magnetic asymmetric sector beta-spectrometer with double focusing equipped with large area non-equipotential electron source (a sample under investigation) at edge of the magnetic gap and a position-sensitive detector [2] outside of the magnetic gap is a beta-spectrometer of the main facility. As well, the report presents a promising portable DS EMS facility based on a magnetic symmetric sector beta-spectrometer. This spectrometer realizes higher extend possibilities of the method due to accommodation of a sample is placed outside of the magnetic gap. The last beta-spectrometer is equipped with an improved position-sensitive detector [3]. Finally, the complex is functionally supplemented with simplified version of combined facility consisted of a vacuum electron detector and a NGR-spectrometer. Also, an energy selector of electrons is arranged in front of the electron detector.

The complex of nuclear-physical DS EMS facilities is broadly used in investigations of nanostructures and nanosystems, the investigations that became rather promising in the recent years due to development of nanotechnologies. The report presents such investigations performed at the complex.

^{1.} N.U.Aldiyarov, V.S.Zhdanov, K.K.Kadyrzhanov, et al. // NUCLEUS-2003. 2003. P.254.

^{2.} M.I.Babenkov, V.S.Zhdanov, S.A.Starodubov // NIM Phys. Res. A. 1986. V.252, P.83.

N.U.Aldiyarov, et al.// Int. Conf. on the Appl. of the Mossbauer Eff. "ICAME 2003". P.T9/6.

OPTIMIZATION OF A COMBINED FACILITY VACUUM ELECTRON DETECTOR – NUCLEAR GAMMA RESONANCE SPECTROMETER FOR TEMPERATURE INVESTIGATIONS OF PROPERTIES OF SUBSURFACE NANOLAYERS

K.K. Kadyrzhanov, S.K. Kozhakhmetov, A.M. Seytimbetov, V.S. Zhdanov Institute of Nuclear Physics of Kazakhstani National Nuclear Center, Almaty

Nuclear-physical method of depth selective electron Mossbauer spectroscopy realized at a combined facility electron spectrometer – nuclear gamma resonance spectrometer is very important in investigations of properties of subsurface nanolayers containing Mossbauer nuclei [1]. This method applied without energy selection of electrons is of particular interest. In this case a more simple facility is used, where beta-spectrometer replaces the camera with sample under investigation, electron transportation system and windowless detector for registration of electrons irradiated by sample. It is possible to carry out Mossbauer investigations with electron radiation in wide range of sample temperatures keeping vacuum in the camera better than 10^{-4} Pa. One can also note the rather high efficiency of measurements: practically all electrons with energies up to 0.5 keV irradiated from the sample into front hemisphere are gathered by the transportation system. The undoubted advantage of this facility is the possibility of Mossbauer experiments in various geometry.

Like in [2], a detector of electrons is a windowless detector based on chevron of microchannel plates with the high registration efficiency [3]. There has been determined influence of the temperature of investigated sample (ranged from ~ 100° K up to ~ 800° K) upon "dark" background of this detector. Sample size, sample-detector distance and sample inclination to the detector were varied what allowed, in general, to optimize correctly the Mossbauer measurements in the presented above temperature range.

Design of the detector, the transportation system and the sample allow carrying out comparative measurements of Mossbauer spectra obtained for investigated and standard samples. At that, influence of instabilities in form of hardly controlled drifts has been reduced to statistically insignificant level. The experimental possibilities of the combined facility are widened significantly when using a netting system for selection of electrons in energy range acceptable for depth selective analysis.

- 1. N.U.Aldiyarov, V.S.Zhdanov, K.K.Kadyrzhanov, E.M.Yakushev // 2-nd Eurasian Conference "Nuclear Science and Its Application". Presentations. 2003. V.2. P.70.
- 2. A.P.Amulyavichus, R.Yu.Davidonis // Pribory i Tekhnika Eksperimenta. 1986. №3. P.76.
- 3. M.I.Babenkov, V.S.Zhdanov, S.A.Starodubov // NIM. Phys. Res. A. 1986. V.252. P.83.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАЗРЕШЕНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ С ПИКСЕЛЬНОЙ СТРУКТУРОЙ

В.В. Самедов

Московский инженерно-физический институт (государственный университет)

В последнее время были достигнуты заметные достижения в разработке полупроводниковых компаундных детекторов с пиксельной структурой для использования в рентгеновской и гамма-астрономии и ядерной медицине [1].

Энергетическое разрешение детекторов данного типа, в основном, определяется носителями, имеющими наименьшее время жизни в полупроводнике. В работе показано, что вероятность индукции носителем величины заряда $Q' = e \cdot (\varphi_0 - \varphi')/V$, большего заданного значения $Q = e \cdot (\varphi_0 - \varphi)/V$, где φ_0 , φ - потенциалы точки образования и рекомбинации носителя заряда, а V - разность потенциалов между электродами детектора, определяется выражением:

$$P(Q' \succ Q) = P(\varphi' \prec \varphi) = \exp\left(-\frac{1}{\lambda} \int_{\varphi}^{\varphi_0} \frac{d\varphi}{|\nabla \varphi|}\right) \cdot \theta(\varphi)$$

В данной формуле λ - средняя длина пробега носителя, $\theta(x)$ - функция Хевисайда, а интегрирование осуществляется вдоль силовой линии электрического поля.

В работе получено распределение электрического поля в пиксельной структуре и дано объяснение улучшения энергетического разрешения с уменьшением размеров пикселя, обнаруженное в работе [2].

1. A.Owens et al. // Preprint Eslab 2002/044/ST, 2002.

2. H.Barren, J.Eskin, H.Barber // Phys Rev Letts. 1995. V.75. P.156.

О СКОРОСТИ КВАЗИЭЛЕКТРОНОВ В СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ДЕТЕКТОРАХ

В.В. Самедов

Московский инженерно-физический институт (государственный университет)

При рассмотрении кинетики квазиэлектронов в сверхпроводниках обычно считается, что квазиэлектроны, образовавшиеся в процессе развала куперовской пары, обладают скоростями, близкими к фермиевской скорости *v_F*.

В настоящей работе показано, что в приближении БКШ скорость квазиэлектрона с квазиимпульсом $\hbar \vec{k}$, представляющая собой групповую скорость волнового пакета, описывающего квазичастицу, равна

$$v = v_F \, \frac{\mathcal{E}}{\sqrt{\mathcal{E}^2 + \Delta^2}} \,,$$

где $\varepsilon = \hbar^2 k^2 / 2m - \hbar^2 k_F^2 / 2m$, а Δ - ширина энергетической щели в сверхпроводнике. При рождении квазиэлектронов с квазиимпульсами, порядка фермиевского квазиимпульса, скорости квазиэлектронов могут быть много меньше фермиевской скорости v_F .

Игнорирование этого обстоятельства приводит к ошибкам в понимании поведения квазиэлектронов в сверхпроводниках.

УСТАНОВКА ДЛЯ СЕЛЕКТИВНОГО ИЗМЕРЕНИЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО ТРИТИЯ И ЕГО ОКИСИ В ВОЗДУХЕ

А.Г. Бабенко, Б.Н. Мехедов Воронежский государственный университет

При проведении экспериментальных исследований с использованием соединений трития, некоторое количество молекулярного трития НТ и его окиси НТО может попадать в воздух рабочих помещений, создавая дозовую нагрузку на персонал. Ввиду значительной разницы в радиотоксичности этих соединений требуется раздельное определение их содержания в воздухе. Для решения этой проблемы разработана установка, позволяющая проводить экспрессное селективное измерение НТ и НТО в воздухе помещений методом жидких сцинтилляторов.

Установка состоит из прозрачной измерительной кюветы, разделенной на верхнюю и нижнюю части светонепроницаемой воронкообразной диафрагмой (по типу чернильницы). Нижняя часть кюветы заполняется гидрофильным жидким сцинтиллятором на основе диоксана. Сквозь диафрагму проходит распылитель (пульверизатор), таким образом, что всасывающая его трубка оказывается погруженной в сцинтиллятор, а распылительная головка располагается в верхней части измерительной кюветы.

Установка работает следующим образом. Анализируемый воздух при помощи воздуходувки подводится к входному патрубку пульверизатора. Сцинтиллирующая жидкость захватывается потоком воздуха и распыляется в верхней части кюветы, образуя аэрозоль. При этом верхняя часть измерительной кюветы просматривается двумя ФЭУ, включенными на совпадения, которые регистрируют общее количество трития, находящегося в воздухе в молекулярной и окисной формах.

В дальнейшем распыленная жидкость с растворенной в ней окисью трития оседает на стенках измерительной кюветы и стекает по воронкообразной диафрагме в ее нижнюю часть. По окончании прокачки анализируемого воздуха кювета перемещается таким образом, что ФЭУ начинают просматривать ее нижнюю часть. При этом измеряется тритий, который находился в воздухе в виде окиси.

Макет установки выполнен на базе промышленного жидкосцинтилляционного счетчика СБС-2. Минимально определяемые концентрации молекулярного и окисленного трития составили 5000 Бк/л (0.1 % ДОА) и 7 Бк/л (2 % ДОА), соответственно.

ЭКСПРЕССНЫЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ СОЕДИНЕНИЙ ТРИТИЯ В ВОЗДУХЕ

А.Г. Бабенко

Воронежский государственный университет

Ввиду того, что радиотоксичность окиси трития НТО и молекулярного трития НТ в воздухе различаются в 10⁴ раз, задачи дозиметрии трития требуют раздельного измерения этих соединений.

Предлагаемый метод решения этой задачи основан на разделении компонент НТ и НТО путем избирательного растворения НТО в специально подобранном растворителе. Роль растворителя играет жидкий сцинтиллятор ЖС-8 на основе диоксана, поверхность которого обдувается струей анализируемого воздуха. При этом пары воды, содержащие НТО, поглощаются диоксаном и накапливаются в объеме ЖС-8. НТ не сорбируется диоксаном и вступает в контакт только с его поверхностью. Применение ЖС-8 в качестве растворителя позволяет объединить во времени процесс отбора пробы и ее измерение при помощи ФЭУ, что повышает экспрессность метода.

Теоретическую зависимость скорости счета $\Phi \ni \forall n(t)$ от времени прокачки воздуха *t* через кювету с ЖС-8 можно представить в виде

 $n(t) = n_{\phi} + \varepsilon_{HT}(t) \cdot C_{HT} \cdot V + \varepsilon_{HTO}(t) \cdot k(v) \cdot v \cdot C_{HTO} \cdot t,$

где $\varepsilon_{HT}(t)$, $\varepsilon_{HTO}(t)$ – эффективность регистрации НТ и НТО, C_{HT} и C_{HTO} – концентрация НТ и НТО в воздухе, Бк/л, V – объем воздуха в кювете, v – расход воздуха через кювету л/с, k(v) – коэффициент осушки воздуха диоксаном, n_{ϕ} – фон установки.

Отработка метода проводилась на установке, состоящей из стеклянной кюветы диаметром 30 мм, содержащей 10 мл ЖС-8 и просматриваемой двумя ФЭУ-37, включенными по схеме совпадений. Поверхность ЖС-8 обдувалась потоком воздуха, обогащенного на специальном стенде НТ и НТО. Было установлено, что при прокачке через кювету общего объема воздуха ≤ 10 л изменениями ε_{HT} и ε_{HTO} , связанными с уносом паров диоксана и эффектом тушения сцинтилляций накопленной в диоксане влагой, можно пренебречь, а также, что в диапазоне расходов $v \leq 0.022$ л/с величина $k(v) = 0.62\pm0.17 = \text{const.}$ Это позволяет разделить экспериментальную зависимость скорости счета от времени на две компоненты: "скачок" скорости счета, пропорциональный C_{HT} и линейную функцию, коэффициент наклона которой пропорционален C_{HTO} .

Минимально определяемые данным методом концентрации НТ и НТО в воздухе составляют ~ 10⁴ Бк/л (0.2 % ДОА) и ~ 25 Бк/л (6 % ДОА), соответственно (ДОА – допустимая объемная активность).
IMPROVEMENT OF THE NEUTRON-INDUCED ELASTIC RECOIL DETECTION SPECTROMETER ON BASIS OF NEUTRON GENERATOR NG-150

G.A. Radjuk, S.V. Artyomov, A.H. Abdurahmanov, V.P. Yakushev, E.A. Zaparov Institute of Nuclear Physics, Acad. Sci. of Republic Uzbekistan

A study of concentration and distribution of hydrogen isotopes in various constructional elements is an actual problem at designing and development of materials for the first wall of fusion reactors. In particular, the development of methods of diagnostics of areas of tritium concentration and the decision of a problem of its moving off the volume of a reactor. Rather perspective in this respect is not destroying method of concentration profiles definition of hydrogen isotopes (the NERD method), using the recoil effect of hydrogen nucleus at irradiation of the materials with a flax of fast neutrons.

We had been executed works on improvement of the NERD – spectrometer in INP of Uzbekistan Academy of Sciences [1] for these purposes. Designs of ΔE -E detectors telescope and the target unit were changed. The correlation between the required deep resolution in a concentration profile function and spectrometer's solid angle is optimized, and sensitivity of tritium recoils definition is increased. The simulation of the measurement procedure by a method of Monte Carlo [2] is used. The achieved parameters of the spectrometer have been checked up on trial samples such as "sandwich" and tritium-containing neutron targets. Depth of the analysis of a concentration profile of tritium has made about 200 microns (in graphite) at the profile resolution ~15mkm with a limit of detection less than 0.1 % (at. tritium/at. graphite).

- 1. P.K.Habibullaev, B.G.Skorodumov Nuclear-physical methods of definition of hydrogen in materials. Tashkent: Publishing house "FAN ", 1985. 96 p.
- 2. A.H.Abdurakhmanov, S.V.Artemov, E.V.Zhukovskaya, G.A.Radyuk, V.G.Ulanov, V.P.Yakushev // J. Neutr. Research. 2002. V.10(2). P.63

ПОСЛЕИМПУЛЬСЫ ИОННОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ В ФОТОУМНОЖИТЕЛЯХ ФЭУ 130 И ХР2020

В.Б. Бруданин, В.А. Морозов, Н.В. Морозова ОИЯИ, Дубна, Россия

Проведено изучение интенсивностей и спектров временных распределений послеимпульсов от ионов обратной связи в зависимости от разности потенциалов между фотокатодом и первыми динодами ФЭУ130. Установлено существенное превышение интенсивности и амплитуд послеимпульсов ФЭУ130 по сравнению с ХР2020, что может ограничить возможность применения ФЭУ130 в ряде экспериментов с использованием автокорреляционных спектрометров задержанных совпадений.

На рис.1 и 2 представлены амплитудно-временные распределения основных импульсов (ОИМ) и послеимпульсов (ПИМ) в фотоумножителях ФЭУ130 и ХР2020, измеренные при одинаковой амплитуде основного импульса и одинаковой цене канала (ЦК) временного анализатора.





ВЕРХНИЙ УРОВЕНЬ СИСТЕМЫ УПРАВЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ УСКОРИТЕЛЕЙ

И.В. Грибов, Ф.Н. Недеогло, И.В. Шведунов НИИ Ядерной Физики МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

В НИИ Ядерной Физики МГУ имени М.В. Ломоносова при поддержке фирмы World Physics Technologies разработаны и запущены в работу компактные ускорители электронов нового поколения – два импульсных разрезных микротрона на энергию 35 и 70 Мэв. Работа обеих машин поддерживается современной трехуровневой системой управления [1], созданной на основе PC совместимых компьютеров с операционной системой Real Time Linux.

Информационная модель объекта управления формируется с использованием параметрической технологии подробно изложенной в [2]. Верхний – третий уровень системы включает в себя следующие основные компоненты:

- Модуль сопряжения с нижними уровнями системы управления csMonitor.
- Модуль поддержки сценариев csScript.
- Модуль взаимодействия с внешними приложениями csSOAP;
- Модули пользовательского и административного интерфейсов csGUI, csAdmin.
- Диспетчер, управляющий взаимодействием отдельных программных компонент csServer.

• Базу данных системы управления csDB на основе встраиваемой СУБД SQLite.

- Виртуальную файловую систему csFS.
- Систему регистрации событий и ведения журнала csLog.

Эти модули и компоненты обеспечивают базовую функциональность верхнего уровня системы управления, а также поддерживают взаимодействие всех программных процессов.

- 1. И.В.Грибов, И.В.Шведунов, В.Р.Яйлиян // ПТЭ. 2003. С.26.
- 2. И.В.Грибов, И.В.Шведунов, В.Р.Яйлиян // Препринт НИИЯФ МГУ 2002 17/701. 2002. 24 с.; <u>http://dbserv.sinp.msu.ru:8080/sinp/files/pp-701.pdf</u>

УНИВЕРСАЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС ПРОГРАММ ДЛЯ ОБРАБОТКИ СПЕКТРОВ ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ

Л.П. Кабина, Ю.Е. Логинов, С.Э. Малютенкова, П.А. Сушков Петербургский ИЯФ им. Б.П. Константинова РАН, Гатчина

Комплекс разработан программ для детального анализа экспериментальных спектров ядерных излучений практически любой Структура сложности. комплекса предполагает адаптацию его возможностей функциональных под конкретную задачу реального пользователя. Дружественный интерфейс, различные формы визуализации и контроля предоставляет возможность быстрого получения физически обусловленного результата. В отличие от обычно используемых программ, настоящий комплекс обеспечивает в той или иной мере доступность любых настроек и параметров.

Настраиваемая в широком диапазоне аналитическая модель участка спектра, учитывающая несимметричность формы пиков и нелинейность фоновой составляющей, а также различные способы фиксации параметров модели позволяют получать положения и площади пиков с адекватной статистике точностью В случаях сложной физической природы обрабатываемого спектра. За основу аналитической модели участка спектра принята сумма пиков в виде гауссианов и полиномиальный фон. Асимметричность пиков и различия в фоне со стороны низких или энергий учитываются при помощи разнообразных высоких корректирующих добавок для каждого пика (до 7 параметров) [1]. Для определения параметров модели пиков и фона используется метод наименьших квадратов. Значения параметров находятся с использованием Левенберга-Марквардта. итерационного процесса Bce виды корректирующих добавок включаются в математическую модель участка независимо друг от друга. Полуширины пиков и параметры их формы могут быть едиными или индивидуальными на участке, варьироваться в заданном диапазоне, иметь фиксированные значения, введенные вручную или рассчитанные по предварительно построенным калибровочным кривым. Возможны режимы фиксации положений отдельных пиков, соотношений между площадями, а также фоновой составляющей.

Комплекс программ включает в себя настраиваемые функции поиска пиков, разметки и обработки участков, протоколирования и архивации результатов. Реализованы возможности подключения стандартных и пользовательских баз данных библиотек и шаблонов при серийной обработке спектров. Специализированный модуль автоматизирует процесс построения в удобном и наглядном для пользователя виде калибровочных зависимостей, как для внутренних параметров аналитической модели, так и для общих физических характеристик спектрометра. Представление

результатов обработки осуществляется в виде, совместимом с использованием различных баз данных, упрощая переход к последующей идентификации линий и дальнейшему анализу данных.

1. Л.П.Кабина, и др.// Препринт ЛИЯФ –790. Л. 1982.

LINUX BASED DATA ACQUISITION SYSTEM FOR CAMAC CRATE CONTROLLERS CC16(PC16T)/KK009(PK009)

Z. Hons

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

Modular distributed hardware-software LAN system for data acquisition and on-line experiment monitoring and processing has been developed on the basis of PC and Linux operating system. System consists of the five layers: CAMAC crates with the data acquisition blocks controlled with CC16 [1] (KK009 [2]) or other CAMAC controllers; PC16T (PK009) Linux controller device drivers (enabling/ disabling IRQ - LAM servicing); the program libraries to control the CAMAC crates by means of the various controller drivers; server-client collaborating modules for data acquisition, timing and controlling operations; the whole system monitoring and data processing supervisor program, based on server-client technology and giving interactive graphic interface to user with the MINUIT [3] minimization program for data processing.

CAMAC crate controller is accessible as Linux device. Various experiment configurations can be ensured as small C program modules, using the third layer libraries. Now the single spectra acquisition and multi dimensional measurements can be performed by means of existing modules. Spectrometers and experiment architecture can be described with configuration files.

Measured and processed data are stored into the automatically generated hierarchically built system of directories and files together with identifying and determining service information in the user defined root working directory. Such a system enables both on-line and off-line data sorting and processing using the date-time-experiment type filtering.

MINUIT is used for peak fitting, energy and intensity calibration. Data can be sorted with respect to control and pattern words or data word symptoms, distinguishing variable multiplicity of single events.

Collaboration and synchronization of the measurement parts of the whole system is reached with the special controlling and timing server. Data acquisition process can be performed either quite automatically by means of this server or "manually" through graphic supervisor program.

The whole system is controlled by means of the user friendly graphic and mouse oriented program running under the X Window system. However the Java base of this program does not exclude its running under other operating systems. The fourth and fifth layer modules can cooperate using network environment.

1. CAMAC Interface PC16/PC16-Turbo User Manual, Wiener, Plein Baus GmbH, 1996.

2. V.A.Antyukhov et al. // Digital CAMAC Modules (Issue XV), P10-87-928, JINR, 1987.

3. F.James // MINUIT CERN Program Library Long Writeup D506, 2000.

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЙ ДЕТЕКТОР С МНОГОСЛОЙНЫМ СВЕРХПРОВОДЯЩИМ ПОГЛОТИТЕЛЕМ БОЛЬШОЙ ПЛОЩАДИ

В.С. Шпинель

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова

Работа посвящена проблеме создания низкотемпературного детектора – микрокалориметра на горячих электронах. В настоящее время с низкотемпературными детекторами мягкого рентгеновского и γ- излучения на основе сверхпроводящих туннельных переходов получено достаточно хорошее разрешение (ширина линии на половине высоты ~ 10-20 эВ для энергии~ 6кэВ), но максимальная площадь детектора (200*200мкм2) слишком мала для их применения в области ядерной спектроскопии.

Детектор состоит из трех частей: поглотителя, микрокалориметра на горячих электронах и термометра на туннельном переходе: нормальный металл-изолятор-сверхпроводник. Поглотитель имеет многослойную структуру, состоящую из набора сверхпроводящих пленок с различной величиной энергетической щели Δ , имеющих форму круга и разную площадь соответственно. Время диффузии квазичастиц в многослойном поглотителе будет короче чем, в случае обычной диффузии благодаря тому что она имеет направленный характер. Для работы детектора необходимо чтобы ЭТО время было короче времени электрон-фононного взаимодействия. Проведенные расчеты времени диффузии и литературные данные, касающиеся электрон-фононного взаимодействия, показывают площадь детектора может быть порядка нескольких что рабочая квадратных миллиметров.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 01-02-16759

ЗАРЯДОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ УСКОРЕННЫХ ИОНОВ ⁴⁸Са

Н.К. Скобелев, Р.А. Астабатян, И. Винцоур, Р. Калпакчиева, А.А. Кулько, С.М. Лукьянов, Э.Р. Маркарян, В.А. Маслов, Ю.Э. Пенионжкевич, Ю.Г. Соболев, В.Ю. Угрюмов

ЛЯР, ОИЯИ, Дубна, Россия

через среду тяжелые При прохождении ионы испытывают В столкновениях флюктуации заряда, обусловленные процессами захвата или срыва электронов. Интерес к изменению зарядовых состояний тяжелых ионов и их зарядовому распределению на выходе из среды обусловлен тем, что полученные данные могут дать важную информацию относительно характера атомных столкновений и сечений однократной и многократной перезарядки ионов на мишенях и остаточных газах. Знание этих сечений и зарядов крайне необходимы при проектировании ускорителей тяжелых ионов, а также при исследовании процесса ускорения тяжелых ионов, создании и эксплуатации сепараторов продуктов ядерных реакций и в целом ряде задач ядерной физики, связанных с регистрацией и идентификацией продуктов ядерных реакций.

помощью широкодиапазонного магнитного анализатора C co МСП-144 [1] были измерены зарядовые ступенчатыми полюсами распределения ускоренных ионов ⁴⁸Са для двух значений энергии 242,8 и 264,5 МэВ. На основании этих данных были определены значения заряда (q) ускоренных ионов ⁴⁸Са после среднего равновесного прохождения через тонкие мишени как функция энергии этих ускоренных ИОНОВ.

При прохождении через тонкую углеродную фольгу средний равновесный заряд ионов ⁴⁸Са с энергией 264,5 МэВ выше, чем после прохождения через золотую фольгу. Проведено сравнение зарядовых распределений ионов ⁴⁸Са и средних равновесных зарядов с расчетными значениями. Показано, что имеются существенные различия между расчетными и экспериментальными зарядовыми распределениями.

Мишень	^{12}C		¹² C		¹⁹⁷ Au	
Энергия	242.8 МэВ		264.5 МэВ		264.5 МэВ	
*	q	d	q	d	q	d
Эксперимент	17.80	0.83	18.47	0.86	17.08	1.08
Baron [2]	17.943	0.862	18.138	0.826	16.274	1.088
Shima [3]	18.280	0.896	18.520	0.861	16.900	0.861

* q, d – средний равновесный заряд и ширина зарядового распределения ускоренных ионов ⁴⁸Са, соответственно.

1. В.З.Майдиков и др.// ПТЭ. 1979. № 4. С.68.

2. E.Baron // Phys. Colloque. C1 Suppl. 1979. V.40. P.163.

3. K.Shima et al.// Nucl. Instrum. Methods. A. 1982. V.200. P.605.

КООПЕРАТИВНЫЕ ЭФФЕКТЫ В НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ

А.Н. Алмалиев, И.В. Копытин, М.А. Долгополов Воронежский государственный университет, Россия

Медленные нейтроны являются удобным инструментом исследования деталей атомной структуры и динамики вещества. Значительный интерес здесь может представлять возможность направленного воздействия на поток нейтронов путем изменения параметров среды.

В работе теоретически исследуется процесс неупругого рассеяния медленных нейтронов на системе молекул, переведенных импульсом накачки в сверхизлучательное состояние [1]. Именно в случае неупругого рассеяния становится возможным появление кооперативных эффектов, обусловленных перестановочной симметрией. Изменение внутреннего состояния частиц среды достаточно просто описывается в том случае, когда она состоит из двухатомных молекул. Переданный молекулам среды импульс считался малым, что позволило при расчетах использовать адиабатическое приближение и учитывать изменение только колебательновращательных состояний молекул. Многочастичная волновая функция молекул представлялась в виде когерентной суперпозиции состояний, в каждом из которых в возбужденном состоянии может находиться любая молекула.

Получено, что сечение рассеяния растет с увеличением разности масс ядер, составляющих молекулу, и обращается в нуль для гомоядерных молекул. Показано, что учет кооперативных эффектов, обусловленных взаимодействием частиц среды с общим полем излучения, приводит к значительному изменению углового распределения рассеянных частиц, не меняя существенным образом их общей интенсивности.

1. А.В.Андреев, В.И.Емельянов, Ю.А.Ильинский Кооперативные явления в оптике. М.: Наука. 1988.

ТРАНСМУТАЦИЯ АМЕРИЦИЯ И КЮРИЯ НА СИЛЬНОТОЧНОМ ЭЛЕКТРОННОМ УСКОРИТЕЛЕ

Н.П. Дикий, А.Н. Довбня, Ю.В. Ляшко, В.Л. Уваров ННЦ харьковский физико-технический институт, Украина

Проблемы обращения с радиоактивными отходами (РАО) на АЭС в настоящее время существенно определяют перспективы развития атомной энергетики. Наряду с созданием более совершенных гибридных реакторов с потоками нейтронов 10¹⁵–10¹⁶ п/см² с радикальным решением данной проблемы является трансмутация РАО. Наиболее разработаны основы трансмутации мощными источниками нейтронов таких радиоактивных элементов как ⁹⁹Tc и ¹²⁹I. Изотопы плутония предполагается сжигать в уран-плунониевых реакторах.

В работе рассматривается схема трансмутации высокорадиотоксичных 241,243 Am и 244 Cm при использовании совместного облучения гамма и нейтронами от сильноточного ускорителя электронов с энергией 30 МэВ и мощностью пучка более 10 кВт. Наличие высокой интенсивности нейтронов (1,4·10¹³ n/c), высокой интенсивности гамма излучения и оптимальной геометрии облучения позволяет поддерживать трансмутацию 241 Am с высокой экономической эффективностью.

Исследовались образцы ²⁴¹Am. Облучение образцов проводилось нейтронами от алюмосиликатного конвертера в течение 1 года. Мгновенный поток нейтронов составлял около 10^{13} n/c·cm². В образце ²⁴¹Am регистрируется активность изотопов ^{238,239}Np, ²³³Pa, ^{241,243}Am. Также детектируется гамма излучение продуктов деления ¹⁰³Ru, ¹⁵⁴Eu, ⁹⁵Nb и изотопов ^{57,60}Co, ⁵⁹Fe, ⁵¹Cr, которое обусловлено активностью материала контейнера источника.

Облучение в течение года потоком нейтронов позволило трансмутировать 10±5% ²⁴¹Am. Рассматриваются схемы оптимального использования потоков гамма и нейтронного облучения от сильноточного ускорителя для трансмутации РАО.

1. Н.П.Дикий, А.Н.Довбня, Ю.В.Ляшко, В.Л.Уваров // Тез. ХУІІІ Межд. семинара по ускорителям заряженных частиц, Алушта, Крым. Харьков. 2003. С.223.

ПРИМЕНЕНИЕ ФОТОВОЗБУЖДЕНИЯ ⁸⁷Sr ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВОЗРАСТА ГОРНЫХ ПОРОД

Н.П. Дикий, А.Н. Довбня, Ю.В. Ляшко, Е.П. Медведева, Д.В. Медведев, В.Л. Уваров, И.Д. Федорец¹, А.А. Вальтер², В.Е. Сторижко²

НЦ Харьковский физико-технический институт, Украина ¹ Харьковский национальный университет, Украина ² Институт прикладной физики НАН, Украина

Значительный интерес при изучении процессов рудообразования представляет определение возраста пород и особенно эпох резкой их трансформации, которые приводили к интенсивному выносу и фракционированию несовместимых элементов в протокору и мантию.

Для детектирования таких процессов широко используются свинцовоцезиевый, аргон-калиевый, стронций-рубидиевый, рений-осьмиевый методы [1,2].

В данной работе фотовозбуждение изомерного состояния ⁸⁷Sr с энергией 388 кэВ использовалось для изучения возраста слюд (лепидолит, биотит и др.) из различных месторождений Украины и Мадагаскара.

Облучение образцов проводилось тормозным излучением электронов ускорителя с энергией 11 МэВ и током 700 мкА в течение 5 часов. Интенсивность гамма линии от облученных образцов измерялась Ge(Li)детектором с энергетическим разрешением 2,8 кэВ. Проведена калибровка установки для измерения спектров гамма квантов с использованием обогащенного ⁸⁷SrCO₃ и SrCO₃ естественного изотопного состава.

В образцах биотита месторождения Станковатское (Украина) обнаружено содержание радиогенного 87 Sr и 87 Rb, 222 и 6362 мкг/г, соответственно, что соответствует возрасту пород 2,4 млд. лет.

Работа выполнена в рамках проекта Государственного фонда фундаментальных исследований Украины № 02.07/199.

- 1. Н.П.Дикий, Ю.В.Ляшко, Е.П.Медведева, И.Д.Федорец и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2002. Т.66. С.1494.
- 2. Н.П.Дикий, А.Н.Довбня, В.И.Боровлев, В.Д.Заболотный и др. // ВАНТ. Сер. ядернофизические исследования. 1999. Вып.1(33). С.64.

РАСЧЕТ НЕЙТРОННОГО И ГАММА ИЗЛУЧЕНИЙ ЛАВООБРАЗНЫХ ТОПЛИВОСОДЕРЖАЩИХ МАТЕРИАЛОВ

В.Г. Батий, В.В. Егоров, В.А. Кузьменко, В.Н. Щербин Н.А. Кочнев¹, И.М. Прохорец¹, С.И. Прохорец¹, М.А. Хажмурадов¹ Межотраслевой научно-технический центр "Укрытие" НАН Украины, Чернобыль, Украина ¹ Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт» г. Харьков, Украина

Ha различных преобразования объекта «Укрытие» этапах конфайнмента, нестабильных (строительство нового демонтаж конструкций, демонстрационного эксперимента проведение по извлечению лавообразных топливосодержащих материалов (ЛТСМ) и их извлечение) необходимо обеспечить последующее возможность безопасного обращения с различными видами ЛТСМ и определение содержания в них ядерноопасных материалов. Исходными данными для решения этих задач являются элементный и радионуклидный состав ЛТСМ, спектры и пространственное распределение нейтронного и гаммаизлучения вблизи скоплений ЛТСМ различного состава и геометрии.

В настоящей работе проведен расчет и анализ нейтронных и гамма спектров упаковок с ЛТСМ. При этом исследовались два аспекта проблемы обращения с ЛТСМ: обеспечение радиационной безопасности и изучение возможности использования пассивного нейтронного метода для прямого измерения содержания ядерноопасных делящихся материалов в упаковке. Математическое моделирование переноса нейтронов и гаммаизлучения проведено для 200 л упаковки (общепринятый стандарт при обращении с высокоактивными отходами). Кроме того, проведены расчеты для упаковок объемом 10 л (небольшие упаковки могут применяться в демонстрационном эксперименте в ходе отработки технологии извлечения топливосодержащих материалов) и 2000 л (модель небольшого скопления ЛТСМ или штабеля с 10-ю 200 л упаковками). При проведении расчетов использовался метод Монте-Карло, реализованный в вычислительных программах GEANT3, MCNP4 и собственных разработках [1,2].

В работе показано, что увеличение относительного вклада нейтронного излучения в суммарную мощность дозы с ростом толщины защиты обусловливает необходимость его учета при обращении с контейнеризованными топливосодержащими материалами.

Показано также, что при определении содержания ядерных материалов в ЛТСМ пассивным нейтронным методом (по измерению выхода нейтронов спонтанного деления) целесообразно применить свинцовые фильтры. При этом не только существенно уменьшается гамма-фон (более чем в 10^6 раз) по сравнению с уменьшением потока нейтронов (в 1,7 раза), но и несколько увеличивается эффективность регистрации нейтронов за счет смягчения их спектра и роста сечения реакции ${}^{10}B(n,6)$ с уменьшением энергии.

- 1. В.Г.Батий, В.А.Кузьменко, В.М.Рудько // Проблеми Чорнобиля. Вип.6. Чорнобиль, 2000. С.192.
- 2. И.М.Прохорец, С.И.Прохорец, М.А.Хажмурадов // Радиоэлектроника и информатика. ХНУРЭ. №1, 2003. С.124.

ИССЛЕДОВАНИЕ НАНОПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ МЕТОДОМ ПОЗИТРОННОЙ АННИГИЛЯЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

С.А. Гаврилов, В.И. Графутин¹, В.В. Калугин, О.В. Илюхина¹, Г.Г. Мясищева¹, Е.П. Светлов-Прокопьев¹, С.П. Тимошенков, Ю.В. Фунтиков¹

Московский институт электронной техники (Технический университет)

¹ ФГУП ГНЦ РФ Институт теоретической и экспериментальной физики

Пористые материалы в последнее время активно изучаются как в связи с их традиционными областями применения (катализ, газовые сенсоры), так и в связи с новыми перспективными направлениями использования (нано-, микро- и оптоэлектроника). Появились также сообщения о предварительных исследованиях по генерации жесткого рентгеновского при облучении нанопористых мишеней сверхмощными излучения фемтосекундными лазерными импульсами, что открыло возможность применения пористых материалов в ядерной физике. Главным параметром, который определяет метод углового распределения аннигиляционных фотонов (УРАФ) [1-4], является топология (главным образом размер пор и удельная пористость) создаваемых пленок. Исследовались: 1. Слои пористого кремния толщиной не ниже 20 мкм, сформированные на пластинах монокристаллического кремния толщиной 20 мкм ориентации (111) полученные электрохимическим методом (раствор HF + C₂H₅OH) при плотности тока 10 mA/см², времени 2400 с при соотношении HF:C₂H₅OH=1:1 и 1:3; 2. слои пористого анодного оксида алюминия толщиной не ниже 20 мкм, сформированные на поликристаллической алюминиевой фольге толщиной от 50 мкм и выше. Исследование размеров нанометровых пор на поверхности и внутри твердого тела обычно связано с использованием разрушающих методов подготовки образцов ДЛЯ высокоразрешающей (главным образом просвечивающей) электронной микроскопии. Например, применение атомно-силовой микроскопии для изучения пор на поверхности позволяет получить информацию о топологии только на глубине, не превышающей единиц нанометров. Неразрушающий характер позитронной аннигиляционной спектроскопии (ПАС) позволит получить достоверные данные о структуре пор, а последующие исследования другими методами – связать параметры структуры с другими свойствами. В этой связи предлагается провести комплексное изучение свойств указанных материалов методами углового аннигиляционных фотонов $(YPA\Phi)$, временного распределения распределения аннигиляционных фотонов (ВРАФ), фотолюминесцентной спектроскопии, Фурье-ИК спектроскопии, атомно-силовой микроскопии с целью получения детальной информации о связи структурных и физических свойств пористых наноструктур. Были поставлены задачи исследования размеров пор в различных нанопористых материалах, таких как пористый кремний, пористый анодный оксид алюминия, пористые твердые тела, подвергнутые ионному внедрению легких (водород, дейтерий, гелий) атомов.

Кривые УРАФ образцов пористого кремния разлагались по методу [1] на параболическую и гауссовскую компоненты. Кроме того. вычислялись разностные кривые УРАФ $f_1(\theta) - f_2(\theta) = \Delta f_{12}(\theta) (\theta - f_2(\theta)) = \Delta f_{12}(\theta) (\theta - f_$ угол отклонения от антипараллельности аннигиляционных фотонов от угла их $\theta = \pi$ при покоящемся центре масс аннигилирующих пар), разлета характеризующие аннигиляцию позитронов на поверхности, в объеме пор, скелете пор, на их дефектах структуры, в поликристаллической и монокристаллической областях исследуемого пористого образца на расстоянии, сопоставимым со средним пробегом позитронов (≤100 мкм) от источника (²²Na). Показано, что анализ разностных кривых УРАФ $\Delta f_{12}(\theta)$ в определить принципе позволяет среднюю концентрацию позитрончувствительных мест (дефектов) в области пористого кремния, сопоставимой по протяженности со средним пробегом позитронов. Форма $f_1(\theta), f_2(\theta)$ и $\Delta f_{12}(\theta)$ позволяет идентифицировать и положение кривых наличие в преимущественно дефектной области аннигиляционного распада трех видов состояний: 1) аморфное (вероятнее всего вблизи поверхности); 2) пористое состояние образцов, включающее в себя объем пор и кристаллический скелет пор; 3) поликристаллическое состояние, вероятно хотя бы частично характерное для скелета пор и области кристалла, примыкающего к пористому слою со стороны объема образца и 4) монокристаллические области кристалла в хвостовой части пробега позитронов.

- 1. В.И.Гольданский. // Физическая химия позитрона и позитрония. М.: Наука, 1968.
- 2. Е.П.Прокопьев, С.П.Тимошенков, В.И.Графутин, Г.Г.Мясищева, Ю.В.Фунтиков. Позитроника ионных кристаллов, полупроводников и металлов. Москва.: Ред.-изд. Отдел МИЭТ, 1999.
- 3. В.И.Графутин, Е.П.Прокопьев // УФН. 2002. Т.172. №1. С.67. (см. также <u>http://www</u>. prokopep.narod.ru).
- 4. В.И.Графутин, Е.П.Прокопьев, С.П.Тимошенков, Г.Г.Мясищева, Ю.В.Фунтиков // Физика твердого тела. 2001. Т.43. Вып.8. С.1376.

УСТАНОВКА И МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ СОДЕРЖАНИЯ ²³⁸U И ²³⁵U В РАДИОАКТИВНЫХ ОТХОДАХ

В.В. Кириченко, В.И. Нога, Л.А. Махненко, В.И. Касилов, К.С.Кохнюк, С.С. Кочетов, Г.М. Иванов, П.М. Рябка, В.М. Хвастунов,

А.А. Хомич, О.А. Шопен Национальный Научный Центр "Харьковский физико-технический институт", Украина

Согласно требованиям норм радиационной безопасности по обращению с твердыми радиоактивными отходами, последние представляют опасность, если активность содержащих в них трансурановых элементов превышает 10⁻⁸Ки/кг, что с учетом удельных активностей ²³⁵U и ²³⁸U приводит к необходимости регистрации содержания этих элементов на уровне 4,7 · 10⁻⁶ г/г и 3 · 10⁻⁵г/г соответственно. [1].

Целью настоящей работы было создание установки на базе линейного ускорителя электронов для получения пучков γ-квантов, быстрых и тепловых нейтронов и также отработка методики для анализа бетонных образцов и контейнеров на содержание в них делящихся элементов. [2-5].

В состав установки входят односекционный линейный ускоритель электронов с энергией E_e =25 МэВ; средним током в пучке I_e =50 мкА при частоте посылок f = 50 Гц; тормозная мишень, нейтронно-производящая мишень толщиной около 10 рад. длин; система мониторирования пучка электронов и система регистрации запаздывающих нейтронов деления.

Испытания, проведенные для бетонных образцов весом 0,5 кг и 200литрового контейнера, показали, что необходимые требования норм радиационной безопасности выполнимы.

- 1. Нормы радиационной безопасности НБР –76/87 и основные правила работы с радиоактивными источниками и другими источниками ионизирующего излучения ОСП-72/87. М.:Энергоатомиздат 1988, 156 стр.
- 2. О.Ю.Буки., В.Й.Касілов, В.В.Кириченко и др.// Атомна енергетика та промисловість України. 2000. №2. С 26.
- 3. В.И.Касилов, В.В.Кириченко, Л.А.Махненко и др. // Атомна енергетика та промисловість України. 2000. №3-4. С.50.
- 4. V.I.Kasilov, V.V.Kirichenko, K.S.Kokhnyk, V.I.Noga // Вопросы атомной науки и техники. 2001. №1. Р.84.
- 5. Р.П.Слабоспицкий, С.С.Кочетов, В.В.Кириченко // Препринт ННЦ ХФТИ 2002-1. С.18.

RADIATION MONITORING OF SOIL AND GROUND WATER AROUND SHUT-DOWN SALASPILS REACTOR

J. Berzins¹, D. Riekstina¹, O. Veveris¹, V. Felsbergs² ¹Institute of Solid StatePhysics, University of Latvia ²Ltd. "Eiroprojekts"

Description of the measuring instrumentation for the monitoring and monitoring results are presented. The aim of this work is to analyze the radionuclide concentration in soils and ground water using gamma spectroscopic methods in order to obtain information about the background level of radioactivity in environment in 3 km zone around shut-down Salaspils reactor. Soil and groundwater samples were taken from $3x3 \text{ km}^2$ area using the grid of 500x500 m. The measurements were performed with high-resolution gamma spectrometer in energy range of 50 - 2000 keV. The minimal detectable activity is 0.3 - 1.0 Bq/kg. In the soil samples only presence of Cs-137 and natural radionuclides Th-232, U-238 and K-40 were obtained. The concentration of Cs-137 in soil samples was 0.3 - 227 Bq/kg, whereas in water it is below the minimal detectable activity. Variations of radionuclide concentration in various samples are depending of soil type (forest, grassland, plough land etc.) The concentration of radionuclides in all samples measured corresponds to the range of average level values in Republic of Latvia.

ФАКТОР НЕМОНОЭНЕРГЕТИЧНОСТИ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ТОМОГРАФИИ БИОМИНЕРАЛОВ

А.Г. Бабенко, В.М. Вахтель, Н.А. Нагибина, В.И. Двуреченский Воронежский государственный университет

В работе [1] создана методика рентгеновского томографического (РТ) исследования характеристик биоминералов почечных камней на основе количественного анализа распределений томографической плотности (ТП) томограмм камней.

В данной работе РТ исследования биоминералов выполнялись на томографах двух типов при размещении образцов в цилиндрической полости стандартного фантома из оргстекла, параметры которого лишь приблизительно соответствуют характеристикам тканей человека при РТ исследованиях камней. Для оценки степени этого соответствия проведен анализ влияния эффекта ужесточения спектров рентгеновского излучения томографов на распределения ТП и линейного коэффициента ослабления (ЛКО) образцов. В расчетах учитывалось взаимодействие рентгеновского излучения со стандартными фильтрами томографов, входным окном детектора и фантомом. В качестве собственного спектра томографа с вольфрамовым анодом взят модельный спектр для диапазона энергий 0-120 кэВ. Модельный спектр для томографа с рениевым анодом получен модификацией спектра для вольфрамового анод. В таблице приведены полученные значения ЛКО.

№ образца	ЛКО измеренные по ТП	ЛКО рассчитанные по спектрам		
1	0,451±0,006	0,428		
3	0,437±0,008	0,416		
9	0,419±0,006	0,413		

Детальное изучение влияния спектра ужесточения на ЛКО было выполнено также с фантомами из полиэтилена и дистиллированной водой. Радиальные распределения значений ЛКО, рассчитанные по модельному спектру систематически меньше значений полученных по измеренным значениям томографической плотности на 2% для фантома из полиэтилена для – воды. Это различие обусловлено И на 3% в основном приближенностью использованного в расчетах модельного спектра и погрешностями калибровочных систематическими характеристик томографов.

Таким образом, с учетом указанных погрешностей влияние эффекта ужесточения спектров на распределение ТП может быть учтено в РТ методе исследований биоминералов.

Кроме РТ измерений ЛКО были получены его значения прямым методом измерения ослабления моноэнергетического гамма-излучения с помощью гамма-спектрометра с германий-литиевым детектором. Это позволило, сопоставив расчетные и измеренные значения, независимо оценить достоверность расчетов ЛКО.

1. В.В.Кузьменко, А.В.Кузьменко, Н.Н.Безрядин и др. // ДЛТ в лечении нефролитиаза. РКТ в исследовании состава и структуры камней почек. М.:Альфа-Вест, 2002. 142 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ДОЗЫ ПУЧКОВ ФОТОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ В СРЕДЕ

А.В. Белоусов, С.М. Варзарь, С.В. Грязнов, А.А. Куракин В.И. Шведунов, А.П. Черняев Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова

Основная причина, ограничивающая применение фотонных и электронных пучков в терапии – вид распределения дозы по глубине вещества (максимум дозы локализован близко к поверхности облучаемой среды). Эффективность применения пучков ионизирующего излучения в лучевой терапии определяется такими характеристиками как отношение дозы передаваемой мишени (ткани содержащей раковые клетки) к дозе передаваемой окружающим ее здоровым тканям; отношение дозы в мишени к дозе на поверхности.

Для повышения эффективности облучения пучками фотонов и электронов предлагается мишень располагать в поперечном магнитном поле. Взаимодействие электронов (пучка или вторичных) с таким полем превращает их траектории в скручивающуюся спираль, что приводит к увеличению дозы в области мишени и уменьшению дозы за ней.

С помощью программы GEANT было проведено компьютерное моделирование влияния поперечного магнитного поля напряженностью 0.5–6 Тл на распределение дозы пучков фотонов и электронов с энергиями от 20 до 70 МэВ. Расчеты показали, что для пучка электронов и фотонов заметные изменения в распределении дозы возникают при напряженности поля > 1Тл. Сравнение результатов облучения ткани пучком фотонов или электронов, когда мишень располагается в магнитном поле и без него, показывает, что можно добиться увеличения эффективности облучения мишени в поле в 2 - 2.5 раза. С целью изучения механизма возникновения максимума с ипользованием программы GEANT исследована роль вторичных частиц в процессе формирования поглощенной дозы.

На разрезном микротроне НИИЯФ МГУ получены экспериментальные распределения дозы пучков электронов и тормозных фотонов с энергией 25 и 50 МэВ [1]. Для детектирования использовались как радиохромные пленки, так и стекла. Результаты экспериментов хорошо согласуются с модельными расчетами и подтверждают смещение максимума в распределении дозы при облучении мишени в поперечном магнитном поле.

1. А.В.Белоусов, А.Б.Плотников, В.И.Шведунов, А.П.Черняев // ПТЭ. 2003. №6. С.111.

ПОЛУЧЕНИЕ ЭФФЕКТОВ, ПОДОБНЫХ РАДИАЦИОННЫМ, ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА

Г.М. Спиров, И.М. Пискарев¹

Российский федеральный ядерный центр, ВНИИЭФ, г. Саров ¹ НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцына МГУ им. М.В.Ломоносова, Москва

В большом числе прикладных задач воздействие электронного пучка на вешество основано на косвенных механизмах, т.е. какие-либо наблюдаемые эффекты производит не сам электрон высокой энергии, а вторичные электроны с энергией не более 30 эВ. Похожий спектр вторичных электронов получается при высоковольтном стримерном коронном электрическом разряде, когда не создается сплошной искровой канал, а в электрическом поле движутся отдельные сгустки электронов и ионов. Основными первичными активными частицами, образующимися под действием как электронного пучка, так и при электрическом разряде в среде кислорода и паров воды, являются молекулы озона, перекись водорода и радикалы ОН [1,2].

Экспериментально определен выход активных частиц под действием импульсного разряда с длительностью импульса менее 0,1 мксек, амплитудой 10 и 75 кВ. Суммарный выход окислительных активных частиц под действием электрического разряда на воздухе в присутствии паров воды составляет ~ 3,5 на 100 эВ выделившейся энергии. Выход окислительных частиц под действием электронного пучка равен 3,5 на 100 эВ. Видно, что энергетические затраты на образование активных частиц под действием электритеского разряда и пучка электронов близки.

Импульсный электрический разряд обеспечивает перемешивание слоя жидкости за счет движения ионов на значительную глубину: 20 мм при напряжении разряда 10 кВ и более 100 мм при напряжении 75 кВ. Поэтому в случае обработки жидкости импульсный электрический разряд при напряжении 75 кВ по своему воздействию эквивалентен пучку электронов с энергией ~ 10 МэВ.

- 1. Н.А.Аристова, И.М.Пискарев, А.В.Ивановский, В.Д.Селемир, Г.М.Спиров, С.И.Шлепкин // Журнал физической химии. 2004. Т.78. В печати.
- 2. И.М.Пискарев. // Журнал физической химии. 2000. Т.74. № 3. С.546.

ЭФФЕКТИВНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ДВУХ КАНАЛИРОВАННЫХ ЧАСТИЦ

П.М. Красовицкий, Н.Ж. Такибаев

Казахский Национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

Рассматривались эффекты каналирования в монокристаллах сложных объектов, таких, как, например, ускоренных молекул или атомных кластеров [1]. Расчеты были проведены для простейшего случая – двухатомной молекулы. В их основу были положены непрерывные потенциалы взаимодействия каналируемых частиц и атомов кристалла [2]. Показана возможность использования осцилляторного приближения при решении такой задачи [3].

В случае использования осцилляторного поперечного потенциала, квантово-механическая задача упрощается:

$${H_0 + U_{12}(r) + U(r_1) + U(r_2)}\Psi = E\Psi$$

где $U(r_i)$ - потенциал взаимодействия i-ой каналируемой частицы с атомами кристалла, а U_{12} - потенциал взаимодействия каналируемых частиц друг с другом, и может быть сведена к решению уравнения Шредингера для одной частицы приведенной массы в поле двух потенциалов:

$V = U_{12}(r) + U(r_{\perp}) \,.$

При равных величинах *m**Z (произведения массы на заряд частицы) найдены решения для волновых функций системы двух каналируемых частиц. Показано, что волновые функции подобных состояний, где между частицами действуют кулоновские силы, существенно отличаются от их вида вне монокристалла, например, в вакууме.

Это отличие связано с деформацией эффективного кулоновского поля в монокристалле: трехмерный кулоновский потенциал сжимается кристаллом и приобретает (в зависимости от типа симметрии кристалла) или двумерный характер, который действует одномерный между частицами при их движении вдоль оси каналирования. Благодаря действию поперечного потенциала, который создает эффективное притяжение между частицами в процессе их каналирования, состояния с большой проекцией углового момента l_z становятся энергетически невыгодными. При движении частиц в глубоких областях каналирования, их взаимодействие ведет к повышению вероятности переходов на нижние квантовые уровни, отвечающие осцилляторному потенциалу. В этом случае состояния с равными нулю или очень малыми l_z будут наиболее вероятными.

- 1. Б.М.Смирнов // УФН. 2003. Т. 173. С. 609.
- 2. Й.Линдхард // УФН. 1969. Т.99. С.249; A.H.Sorensen // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B. 1996. V.119. P.1.
- 3. П.М.Красовицкий, Н.Ж.Такибаев // Изв. РАН, сер. физ. 2003. Т. 67. С.1586.

⁸B SOLAR NEUTRINO BACKGROUND IN NEUTRINOLESS DOUBLE BETA-DECAY SEARCHING FOR EXPERIMENTS

A.A. Klimenko

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia Institute for Nuclear Research, Moscow, Russia

Background of germanium detectors due to the elastic scattering of ⁸B solar neutrinos on electrons of detector has been calculated. With ⁸B neutrino fluxes obtained in SNO experiment [1]:

$$\hat{\Phi}^{cc}(v_e) = (1.76 \pm 0.07) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$
 and
 $\Phi(v_{u}, v_{\tau}) = (3.41 \pm 0.45) \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

together with the calculated elastic neutrino-electron cross-sections:

$$\sigma^{B-8}(v_e) = 5.96 \text{ x } 10^{-44} \text{ cm}^2 \text{ and} \sigma^{B-8}(v_w v_t) = 7.83 \text{ x } 10^{-45} \text{ cm}^2$$

the expected number of events for 1 ton 76 Ge target (isotopically enriched to 86% in 76 Ge) per year have been obtained:

 $R^{B-8}(v_e) = 0.84$ events / (1t 1y) and

$$R^{B-8}(v_{\mu},v_{\tau})=0.22$$
 events/(1t 1y).

Background due to reactor antineutrino flux $4x10^6$ cm⁻² s⁻¹ from nuclear power plants was calculated. This background is 11% of solar neutrino background. KamLAND experiment location has such reactor antineutrino flux.

Recoil electron energy deposition for the separate germanium detector by using GEANT 3.21 package [2] was done. The background is 2.1×10^{-4} counts/(1t 1y 1keV) that defines the sensitivity of double beta-decay experiments at level $T_{1/2}(0\nu\beta\beta) = 4.2 \times 10^{27}$ yr and it corresponds to effective Majorana mass $|\langle m_{\nu} \rangle| = 23.5$ meV. This background has universal character due to its nature and for experiments with mass above 5 tons will be crucial.

1. Q.R.Ahmad et al. // Phys.Rev.Lett. 2001. V.87. 071301.

2. Compute code GEANT, CERN Program Library, W5013. CERN, 1994.

УСТРОЙСТВО ДЛЯ ВНУТРИКАМЕРНОГО ОБЛУЧЕНИЯ ОБРАЗЦОВ ТОРМОЗНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ СИЛЬНОТОЧНОГО БЕТАТРОНА СБ-50

С.Р. Палванов

Национальный Университет Узбекистана, Ташкент

В данной работе описано устройство для внутрикамерного облучения образцов тормозным излучением сильноточного бетатрона СБ-50, совмещенного с пневмопочтой типа К5-2А (время доставки образцов до поста облучения ~4 с) и позволяющий использовать пластмассовые контейнеры для образцов без их перегрева.

Устройство (пост облучения) представляет собой вакуумный "карман" из нержавеющей стали с системой пневматической загрузки и выгрузки контейнера с образцами, его фиксации и охлаждения. "Карман" введен через фланец в вакуумный объем ускорительной камеры по направлению к тормозной мишени. Здесь в отличие от ранее изготовленного устройства соединение "кармана" фланцем [1], сифонное с В вакуумной ускорительной камере бетатрона позволяет менять расстояние торца "кармана" от мишени и одновременно юстировать его относительно оси пучка тормозного излучения. Большие шаги перемещения осуществляются за счет ослабления тефлоного уплотнения между "карманом" и сифоном, а подстроечные шаги непосредственно его сжатием или мелкие. растяжением. Благодаря этой системе образцы большой массы (до 50 г), помещенные в пластмассовый контейнер, можно облучать равномерно.

1. Р.Д.Бабаджанов, С.Р.Палванов, О.Ражабов, Г.Л.Шелеметьев // ПТЭ. 1997. № 1. С.1.

ОСОБЕННОСТИ ПОЛЯ СВЕРХСВЕТОВОГО ИСТОЧНИКА ИЗЛУЧЕНИЯ, ПЕРЕМЕЩАЮЩЕГОСЯ ПО ОТРЕЗКУ ПРЯМОЙ

Ф.Ф. Валиев НИИ физики им. В.А.Фока СПбГУ

Интерес к изучению электромагнитных полей, возбуждаемых импульсами тока, перемещающимися со скоростью *v* большей скорости света *c* в вакууме, связан с несколькими задачами ядерной физики и астрофизики [1], в частности, с расчетом эффекта Вавилова - Черенкова. Возможность реализации сверхсветовых источников при взаимодействии импульса жесткого излучения со средой показана методом численного моделирования в [2].

В данной работе в рамках модели линейного тока, проведен расчет B_{φ} компоненты электромагнитного поля для значений v/c = 1.005, длин отрезка прямой $0.001i \le L \le 50i$, длительности импульса тока T и параметров импульса тока, взятых из [3], в предположении $j_z \ne 0$, $j_{\varphi} = j_{\rho} = 0$ ($j_{\varphi}, j_{\rho}, j_z$ -компоненты вектора плотности тока) и получены следующие результаты:

Форма распределения во времени B_{φ} компоненты электромагнитного поля не зависит от местоположения плоскости наблюдения $z = z_0$ при z_0 от 1 км до 50 км. Амплитуда B_{φ} уменьшается с расстоянием.

При L > T в видимой области спектра излучение, проходящее через плоскость наблюдения $z = z_0$, сосредоточено главным образом в кольце (при $T \approx L$ "кольцевое" распределение переходит в "круговое").

Наблюдается сходство в особенностях пространственно-временных структур электромагнитных полей сверхсветового излучателя (при L > T) и заряженной частицы, перемещающейся в среде со скоростью, большей скорости света в среде.

1. В.Л.Гинзбург.// Теоретическая физика и астрофизика. М.: Наука, 1980.

2. Ф.Ф.Валиев // ЖТФ. 2001. Т.71. Вып.12. С.92.

3. Ф.Ф.Валиев // ПЖТФ. 2004. Т.30. Вып.6. С.62.

INVESTIGATION OF MIXING AND DIFFUSION PROCESSES OCCURRING IN COATINGS OF NICKEL ALLOY DEPOSITED USING PULSED PLASMA JET

Sh.M.Ruzimov

Physical Department of National University of Uzbekistan, Tashkent, Uzbekistan

This work presents investigation results micro-analysis and tests for friction wear and corrosion resistance, as well as measurements of micro-hardness, in the powder coatings of Ni-alloy deposited by a high-velocity pulsed plasma jet on a substrate of steel 3.

In experiments was applied SEM (REMMA-102), XRD-analysis (DRON-2). The micro-hardness was measured using PMT-3 apparatus with a diamond Vickers pyramid with the indenter loads of 20, 50 and 100g over the surface and the transversal and angular cross-sections.

Corrosion resistance of the modified and initial surfaces was tested using the electro-chemical equipment and a cell Princeton Applied Research-corrosion test. A solution of $0.5M H_2SO_4$.

The performed studies of the element composition of powder coatings had demonstrated that the main component of the resulting coatings was Ni remaining even after electron-beam treatment. The efficient coefficient of mass-transfer, which was determined using Ni distribution in the substrate, was equal to 6 x 10^5 cm⁻²/s, which corresponded to the diffusion coefficient in the liquid phase.

Electron beam irradiation induced the appearance of Fe in the coating. We had found relation of the phase and chemical compositions and the surface morphology of the coating after the duplex treatment to the mechanical characteristics: the micro-hardness, friction wear, corrosion resistance in acidic media and a sulphuric acid solution.

Appearing new phases, a decrease of grain dimensions from 10s of micrometers to hundreds of nano-meters, "healing" of the pores, the mass-transfer, and possibly, a decrease of roughness seem to serve the basis for changing of servicing characteristics.

РАДИАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В МОП-ТРАНЗИСТОРАХ С РАЗЛИЧНЫМИ ПОДЗАТВОРНЫМИ ДИЭЛЕКТРИКАМИ

В.Р. Гитлин, А.В. Татаринцев, В.А. Макаренко, М.Н. Левин Воронежский государственный университе

работе B представлены результаты исследования радиационных параметров воздействий воспроизводимость МОП-структур на С различными типами подзатворных окислов по площади рабочих пластин. Показана возможность использования низкоэнергетических радиационных облучений и термических отжигов в качестве тестирующих воздействий для оценки качества МОП-структур в условиях серийного производства полупроводниковых приборов и ИС.

Объектами исследований служили рабочие пластины с кристаллами серийных изделий -ΜДΠ БИС с различными подзатворными диэлектриками: с термическим термическим окислом, c окислом, легированным фосфором, и с пирогенным окислом. Контролировались пороговые напряжения МОП-транзисторов на кристаллах изделий по площади рабочих пластин. Облучение проводилось на модернизированной установке СРМ-1. Мощность дозы рентгеновского облучения составляла 50 Р/с, энергия рентгеновских квантов – 20 кэВ.

Установлено для всех образцов изменение разброса контролируемых параметров под действием рентгеновского облучения экспозиционной дозой 3x10⁴ Р и последующего термического отжига в течение 1 часа при 400° С. У образцов с поликремниевым затвором и с температуре термическим подзатворным окислом, легированным фосфором, при радиационно-термическом воздействии разброса снижение контролируемых параметров по пластине составило до 2, 6 раза по сравнению с исходным. На образцах с алюминиевым затвором и термическим окислом разброс параметров уменьшился в среднем в 1,5 раза. На пластинах, содержащих изделия с поликремниевым затвором и пирогенным подзатворным окислом, разброс параметров возрос в 6 -11 раз. Показана связь величины разброса параметров от технологических особенностей процесса осаждения слоя пирогенного окисла на образцах. Нестабильность МДП-структур, в данном случае, может быть связана с наличием в окисле большого количества водорода, приводящего к зарядовой неустойчивости структуры. Наибольшую стабильность при радиационно-термических воздействиях показали образцы с термическим фосфором (из поликремниевого окислом, легированном затвора). Установлена зависимость снижения разброса параметров ОТ дозы легирующей примеси, что определяется стабилизирующей ролью фосфора, изоморфно замещающего кремний в узлах решетки стекловидной двуокиси кремния.

1. M.N.Levin, S.G.Kadmensky, V.RGitlin S.S.Ostrouhov, V.S.Pershenkov // Microelectronics Reliabillity. 2001. V.41. №2. P.185.

РАДИАЦИОННЫЕ МЕТОДЫ СНЯТИЯ УПРУГИХ ДЕФОРМАЦИЙ В СИСТЕМЕ SI-SIO₂ И ПОВЫШЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОЧНОСТИ ОКИСНОГО СЛОЯ

В.Р. Гитлин, А.В. Татаринцев, В.А. Макаренко, М.Н. Левин Воронежский государственный университет

Экспериментально показано изменение характера распределения и величины внутренних механических напряжений (ВМН), а также спектров ИК-пропускания в структурах Si-SiO₂ под воздействием ионизирующего излучения. Показана возможность использования мягкого рентгеновского излучения для снижения механических напряжений в гетероструктурах Si-SiO₂ и повышения пробивных напряжений диэлектрических слоев.

Опытными образцами служили полированные пластины кремния (КДБ-10, <111>) со слоями термического окисла толщиной $d\sim0.15$ мкм и $d\sim1.1$ мкм., выращенными в сухом кислороде при $T=1050^{\circ}$ С.До и после облучения образцов гамма-квантами с энергией $E_{\gamma} \sim 1.2$ МэВ (Со⁶⁰) и рентгеновским излучением с энергией $E_x \sim 16$ кэВ проводился контроль ВМН по прогибу пластин с использованием емкостного метода на установке 09-ЭР-2,5.Проводилось сравнение полученных поляризационнооптическим методом эпюр распределения ВМН по диаметру пластин. Измерялись спектры пропускания в инфракрасной области на приборе ИКС-29 и проводился контроль пробивных напряжений окислов.

Облучение гамма-квантами и рентгеновскими лучами приводило к уменьшению абсолютной величины прогиба структур Si-SiO_{2.} Воздействие гамма-излучения (экспозиционная доза ~10⁶P) проявлялось на образцах с толщиной окисла~1,1мкм, при рентгеновском облучении (экспозиционная доза ~10⁵P) – с толщиной окисла 1,1мкм и 0.15мкм. Полученные эпюры распределения ВМН показали уменьшение упругих деформаций по площади пластин (до 25%-35%, при указанных выше значениях доз) и увеличение ВМН на краях, что соответствует краевому эффекту увеличения плотности дефектов. Под воздействием рентгеновского излучения на пластинах происходило увеличение площади участков с одинаковым распределением ВМН. Влияние облучения проявилось и в изменении спектра ИК-пропускания в области пика, соответствующего связи Si-O. Наблюдалось смещение максимума спектра в длинноволновую область от начальной величины (1080 см-1 до 1070 см-1 после облучения дозой 5х10⁵P). При этом, с ростом дозы облучения проходило раздвоение основного пика, сопровождающееся удлинением коротковолнового плеча спектра. Также отмечено повышение пробивных напряжений окислов структур (при облучении рентгеновским излучением дозой 10⁵P - в 1,5-2 раза), что отражало процесс упорядочения тонкопленочных гетероструктур под воздействием излучения.

ПРИЕМНИК γ-ИЗОБРАЖЕНИЙ ДЛЯ МЕДИЦИНСКОЙ ЭМИССИОННОЙ ДИАГНОСТИКИ НА ОСНОВЕ СЦИНТИЛЛЯТОРА CSJ(TL) И МАТРИЦЫ КРЕМНИЕВЫХ ФОТОДИОДОВ

О.С. Фролов¹, А.А. Садовничий¹, Р.Б. Подвиянюк³, Ю.Н. Павленко², И.Л. Зайцевский¹, И.О. Павленко² ¹ НПО "Детектор", Киев ² Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев ³ НИИ микроприборов, Киев

Эмиссионная диагностика с использованием радиоизотопов является перспективной и быстро развивающейся областью радиационной диагностики. Она позволяет получать изображение органа или ткани, в которых происходит преимущественное накопление радиофармпрепарата. Одна из актуальных задач, решаемых эмиссионной диагностикой - задача ранней диагностики рака. Существующая аппаратура (гамма-камеры и позитронные томографы) имеют пространственное разрешение 8 - 10 мм, что недостаточно.

В работе изложены результаты разработки макета приемника гаммаизображений нового типа для эмиссионной диагностики. В него входят гамма-детектор, многоканальная система усиления сигналов, считывания, аналого-цифрового преобразования, компьютерной обработки И представления результатов измерений. В отличие от существующих приборов в данном макете в качестве детектора использована система кремниевая матрица фотодиодов". Использование "сцинтиллятор интегральной кремниевой матрицы позволяет значительно уменьшить размер элемента фотопреобразователя и благодаря этому улучшить пространственное разрешение, которое в данном макете составляет 1-2 мм. В работе обсуждаются принципы и устройства аналоговой и цифровой обработки сигналов изображения. Координаты точки поглощения у-кванта вычисляются из соотношений сигналов, возникающих в соседних элементах кремниевой матрицы в течение некоторого периода накопления (около 100 мкс). На основе данного приемника предполагается разработка приборов маммографии серии для эмиссионной С высоким пространственным разрешением и малой дозовой нагрузкой на пациента.

Работа выполнялась по гранту Научно-технологического центра Украины.

О ВОЗМОЖНОЙ ФОРМЕ КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ЗАВИСИМОСТИ МЕЖДУ ИНТЕНСИВНОСТЬЮ ПРИРОДНЫХ РАДИОАКТИВНЫХ ИСТОЧНИКОВ И УРОВНЕМ ОНКОЛОГИЧЕСКИХ ЗАБОЛЕВАНИЙ

В.А. Абрамовский, Н.В. Радченко

Новгородский государственный университет имени Ярослава Мудрого Великий Новгород, Россия

В странах Западной Европы не наблюдается никакой корреляции между интенсивностью природного радиоактивного фона (в основном радона) и уровнем заболеваемости И смертности всеми онкологическими заболеваниями, а также раком легких. В странах с наиболее высоким фоном (Финляндия и Швеция) наблюдается наименьший уровень заболеваемости. В то же время для стран с малым радиационным фоном (Великобритания) уровень онкологических заболеваний превышает среднеевропейский примерно в полтора – два раза. Это показывает, что корреляционная зависимость не экспоненциальная.

В Новгородской области прослеживается увеличение смертности от онкологических заболеваний от уровня интенсивности природных источников радиации. Эта зависимость либо линейная

 $N = N_0 + \gamma p ,$

либо линейно – квадратичная

 $N = N_0 + \alpha p + \beta p^2.$

Здесь N – число онкологических заболеваний (на 100 000 человек в год), N_0 – среднее число онкологических заболеваний по району, p – плотность радиоактивного излучения источника, α , β , γ – феноменологические константы.

МЕТОД ИЗГОТОВЛЕНИЯ ИСТОЧНИКА ПОЗИТРОНОВ НА ОСНОВЕ ²²Na

Н.А. Лебедев, Д.В. Философов, А.Ф. Новгородов, И.В. Островский, Н.А. Королев Объединенный Институт Ядерных Исследований, Дубна, Россия

Радионуклид ²²Na ($T_{1/2}$ =2.60 г.), являющийся удобным источником позитронов, также широко используется для калибровки детекторов в гамма-спектрометрии. Кроме специфических требований к источникам излучений, общим для всех является условие прочного закрепления радионуклида на поверхности подложки и устойчивости к разрушающим воздействиям.

Закрытые источники излучений ²²Na, в том числе и ОСГИ, обычно готовят высушиванием раствора радионуклида на поверхности подложки и образовавшийся слой вещества герметизируют полимерным материалом. Такие источники недостаточно устойчивы при их использовании в вакууме, а также при повышенных и сверхнизких температурах.

Предлагаемый метод изготовления закрытых источников излучений ²²Na сводится к облучению алюминиевой мишени (толщина 5-6г/см², сечение 1.5мм×1.5мм) протонами с энергией 80-90 МэВ на внутреннем пучке фазотрона ЛЯП ОИЯИ. При интенсивности пучка около 5 мкA ²²Na нарабатывается в мишени в количестве 1 МБк/час, а удельная активность в наружном слое глубиной 0.5мм возрастает со скоростью 4-5кБк/(час·мг). На конец облучения примесь ⁷Be (T_{1/2}=53 д.) составляет 0.1% от активности ²²Na.

После распада короткоживущих радионуклидов наиболее активную часть мишени отделяют от держателя и прокатывают до требуемой толщины (0.1-0.01 мм). Из полученной фольги вырезают образцы заданного размера и закрепляют в подходящем держателе. Так как распределенный (практически равномерно) ²²Na в алюминии удерживается прочно, то источник излучений по существу является закрытым без дополнительной герметизации и может эксплуатироваться в вакууме.

Предлагаемый метод был использован при изготовлении источника позитронов для эксперимента LEPTA [1]. Источник представляет собой алюминиевый диск толщиной 60 мкм и диаметром 4.5мм. Активность источника (облучение 80 часов, ток пучка 5 мкА) составила 800кБк. Источник планируется использовать при температуре 4⁰К в вакууме.

1. http://lepta.jinr.ru

РАДИАЦИОННЫЕ НАРУШЕНИЯ В АУСТЕНИТНЫХ СТАЛЯХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПУЧКОВ ПРОТОНОВ И ДЕЙТРОНОВ МАЛЫХ ЭНЕРГИЙ

И.Е. Алексеев, А.Е. Антропов, В.В. Лазарев Санкт-Петербургский государственный университет

Методом абсорбционной и эмиссионной ЯГР-спектроскопии, мессбауэровской спектроскопии вторичных электронов исследованы холоднокатанные хромоникелевые аустенитные стали (тип Х9Н20 и Х20Н10) после облучения пучками легких ионов малых энергий: а) протоны: энергия – 6.0/5.6 и 2.5/2.0 МэВ; флюенс – ~10¹⁷ частиц/см²; б) дейтроны: энергия – 13.5/13.2 МэВ; флюенс – 2.6·10¹⁶ и 1.5·10¹⁸ частиц/см².

ЯГР-спектры исследуемых образцов до облучения представляют собой одиночную линию аустенита: изомерный сдвиг относительно α-Fe: -0.11 мм/с. И в абсорбционных, и в мессбауэровских спектрах вторичных электронов (поверхностные слои толщиной несколько десятков нм) секстет, отвечающий "обычному" в случае изготовления фольг холодной прокаткой мартенситу деформации, отсутствует.

Облучение фольг протонами и дейтронами приводит к структурному разупорядочению сталей (выделению фазы α-Fe) и сопровождается уменьшением величины эффекта резонансной флуоресценции (особенно отчетливо обе тенденции прослеживаются в спектрах вторичных электронов, измеренных со стороны облученных поверхностей фольг). Отметим, что степень радиационного повреждения сталей (т.е. увеличение доли магнитной фазы в спектрах) пропорциональна общему флюенсу и массе бомбардирующих частиц.

Методом эмиссионной мессбауэровской спектроскопии исследовано локальное окружение примесных центров ⁵⁷Co, образовавшихся в сталях в результате ядерных реакций: а) ⁵⁶Fe (d,n), $E_{nop.} = 0$ МэВ; б) ⁵⁷Fe (d,2n), $E_{nop.} = 3.97$ МэВ; в) ⁵⁸Ni (d, α n), $E_{nop.} = 3.69$ МэВ. Результаты этих экспериментов находятся в полном согласии с приведенными выше данными: эмиссионные спектры представляют собой суперпозицию синглетной линии (примесные атомы ⁵⁷Co в фазе аустенита) и секстета, отвечающему атомам ⁵⁷Co, расположенным в узлах решетки α -Fe.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 03-02-17391) и Министерства образования РФ (Программа "Университеты России", грант УР.02.01.015).

МЕССБАУЭРОВСКИЙ ИСТОЧНИК ^{125m}Te C ВЫСОКИМ *f*-ФАКТОРОМ

А.К. Авениров¹, И.Е. Алексеев¹, С.П. Орлов² ¹ СПбГУ; ² ПИЯФ им. Б.П. Константинова РАН

Высокая энергия отдачи (5.4 мэВ), специфические особенности гаммаспектра - малая доля мессбауэровского излучения 35.46 кэВ, 6.67%; "близость" рентгеновских переходов с высоким квантовым выходом: 27.2 кэВ, 32.74%; 27.47 кэВ, 61.07% и 31.00 кэВ, 21.2% - предъявляют жесткие проведению мессбауэровских экспериментов требования К с ¹²⁵Те. В первую очередь, это касается подбора: использованием a) химической формы источника с высоким *f*-фактором; б) оптимальной (соотношение сигнал/фон, скорость счета и пр.) схемы регистрации резонансного излучения. Один из возможных вариантов проведения такого рода ЯГР исследований предложен в настоящей работе.

В качестве матрицы для фиксации ядер материнского радионуклида (125m Te, полученного облучением изотопного, 90.7%, элементарного 124 Te в реакторе ПИЯФ им. Б.П. Константинова РАН; удельная активность на конец наработки – 3.2 Ки/г) был использован теллурат магния, приготовленный в соответствии с методикой, предложенной в работе [1]. Единственное отличие в синтезе Mg₃^{125m}TeO₆ заключалось в использовании как рекомендованной (1173 К) в публикации [1], так и более высокой (около 1273 К) температуры завершающего термического отжига.

Регистрация мессбауэровских спектров проводилась с помощью пропорционального счетчика СИ11Р-3 с ксеноновым наполнением: фиксировался пик вылета (энергетический диапазон 5.7-6.0 кэВ - см. рис. 1). В качестве поглотителей были использованы $Mg_3^{125}TeO_6$ и традиционный $Zn^{125}Te$ (поверхностная плотность по $^{125}Te - 5$ мг/см²). На рис. 2 приведена температурная зависимость вероятности эффекта.







Рис. 2. Температурная зависимость вероятности эффекта для различных поглотителей (источник - Mg₃^{125m}TeO₆)

1. M.Pasternak, M. Van der Heyden, G.Langouche // Nucl. Instr. Meth. B. 1984. V4. P.152.

EXPERIMENTS USING GE DETECTOR ARRAY AT THE FLNR JINR

A.I. Svirikhin

JINR, Moscow Region, Russia

Summary of our physics motivations:

1. Single particle (neutron) excitations as well as isomeric studies in Fm, No when moving away from the N=152 towards the N=162 shell.

2. Collective properties of heavier systems : Z=104

During the last two decades, the development of very efficient 4π Ge arrays have provided an enormous amount of information on the structure of the nucleus. One of the most important results in nuclear structure physics was the prediction and the observation of superdeformed nuclei. Another achievement was the γ -ray spectroscopy of heavy elements. For example, the observation of a rotational band in ²⁵⁴No (up to spin 18 \hbar) has firmly established that the nucleus is deformed and constitutes an important confirmation of the predictions.

Nuclei beyond fermium (Z=100) are unique in that they are stabilised entirely by shell effects and predictions of their shapes, structure and lifetimes are highly dependent on the accuracy of the models.

SH nuclei are produced with very low cross-section (a few of picobarns) and this makes in-beam spectroscopy impossible with today's beam intensities and detectors. However, the single particle orbitals which are involved in the stabilisation of SH nuclei can be probed in the deformed lower masses where the same orbitals are active.

The properties of excited nuclear states can be obtained via prompt γ -ray and/or electron spectroscopy around the target. This type of experiment gives access to important quantities such as the moment of inertia and nuclear deformation that can be compared with theoretical predictions. Moreover, in order to gain some understanding about single particle shell structure, it is necessary to investigate the properties of odd-*A* heavy elements using both prompt and focal plane spectroscopy after recoil separator (VASSILISSA in Dubna).

The first phase of our project will be devoted to focal plane spectroscopy. The only limitations at the moment for isomeric and decay spectroscopy concern the beam intensities, related heating of the target and counting rates in the identification detectors of the mass separators. The FLNR offers very intense beams which can be used on unique radioactive rotating targets which allows to reach very heavy (neutron rich) nuclei.

In our set-up, the recoiling products will be selected by the kinematic separator VASSILISSA. They will be then implanted into the position sensitive detector for the identification of their α -decay.

МЕТОДИКА ПРОВЕРКИ ПРИМЕНИМОСТИ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ ОПИСАНИЯ ЯДЕРНОЙ РЕЗОНАНСНОЙ ФЛОУРЕСЦЕНЦИИ В ЭКСПЕРИМЕНТАХ С ТОРМОЗНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

В.К. Гришин, Б.С. Ишханов, Г.С. Нефедов НИИ ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ им. М.В. Ломоносова

Представлена методика, позволяющая путём сравнительного анализа спектров, полученных в экспериментах с тормозным излучением, со спектрами, построенными на основе различных теоретических моделей, произвести оценку применимости данных моделей для описания ядерной резонансной флуоресценции.

Предлагается процедура анализа энергетических спектров вторичных гамма - квантов, испущенных при возбуждении атомных ядер тормозным излучением с энергией меньшей энергии порога выбивания нуклона из ядра, когда ядерная резонансная флуоресценция является преобладающим процессом. Облучение атомных ядер тормозным гамма-излучением с разными верхними границами позволяет получить обширную информацию о возбуждаемых ядерных уровнях, содержащуюся в спектрах вторичных гамма – квантов. Учитывая характерную форму тормозного спектра, получаемые спектры вторичных гамма – квантов имеют сложную структуру. Так, визуально наблюдаемые резонансы являются, вообще говоря, результатом наложения разного рода каскадных переходов. Рассматриваемая методика позволяет смоделировать спектры вторичных гамма – квантов при использовании тормозного источника также и в случае наложения резонансов.

Специально разработанная процедура анализа каскадных переходов выполняет рекурсивный обход возбуждаемых уровней и производит расчёт вклада всех возможных мультипольных переходов в моделируемый спектр. Учёт аппаратных искажений и нерезонансного фона проводится Используя компьютерными методами. оценки вероятностей мультипольных переходов на основе выбранной теоретической модели, представленный способ выполняет помощью компьютерного С моделирования построение энергетического спектра вторичных гамма квантов.

Представлены результаты моделирования выходных сигналов на основе одночастичной модели оболочек в сравнении с экспериментальным спектром при возбуждении ядра ⁴⁸*Ti* тормозным источником с различными верхними границами тормозного спектра в диапазоне от 3000 кэВ до 3750 кэВ (при расчете учитываются 16 уровней).

РЕЗЮМЕ НА АНГЛИЙСКОМ ЯЗЫКЕ

THE DYNAMICS AND COHERENT EFFECTS FOR TERNARY FISSION OF NUCLEI

S.G. Kadmensky, L.V. Rodionova Voronezh state university

On the base of quantum mechanical theory of ternary fission [1] the dynamical characteristics of partial fission widths and angular and energy distributions of ternary fission products with nonzero spins have been investigated. The analysis of interaction potential between fragments and third particle has led to the conclusion that coherent pumping mechanism is correct not only for binary but for ternary fission. Investigations of angular distributions for third particle with respect to fragments flight direction and analysis of *P*-even, *P*-odd and *T*-odd correlations have shown that states of third particle with relative angular moment and it's projection onto symmetry axis of nucleus equal to zero are predominant. This fact gives an evidence of sufficient influence of superfluid correlations on probabilities of third particle formation and constrain the influence of temperature effects.

1. S.G.Kadmensky // Phys. At. Nucl. 2002. V.65. P.18; 2004. V.67. P.241.

YIELDS AND RARE MODES OF DECAY FOR PHOTOFISSION FRAGMENTS OF HEAVY NUCLEI

Yu.P. Gangrsky, V.I. Zhemenik, G.V. Mishinsky, Yu.E. Penionzhkevich, E.A. Sokol Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

The independent yield of Kr and Xe photofission fragments were measured at the irradiation of ²³²Th, ²³⁸U, ²³⁷Np, ²⁴⁴Pu, ²⁴³Am and ²⁴⁸Cm by the bremsstrahlung.
THE ANALYTICAL APPROACH TO CONSTRUCTING EFFECTIVE HADRON-HADRON INTERACTION OPERATORS AND ITS APPLICATION TO NUCLEON-NUCLEON SCATTERING AT LOW AND INTERMEDIATE ENERGIES

A.N. Safronov¹, A.A. Safronov²

¹ Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University ² Moscow State Institute of Radioengineering, Electronics and Automation

The effective hadron-hadron interaction operators are constructed in the framework of relativistic formalism using the analytical theory of *S*-matrix and Gelfand-Levitan-Marchenko-Martin approach to inverse quantum scattering problem. The method is applied to nucleon-nucleon scattering at kinetic energies of incident nucleon up to 1200 MeV. It is shown that the higher order effects relative to meson-nucleon coupling constants generate the additional repulsion at small distances, which are related to ω -meson exchange mechanism.

APPLICATION OF STATISTICAL APPROACH TO THE LATEST EXPERIMENTS ON T-ODD ASYMMETRY IN TERNARY FISSION

V.E. Bunakov

PNPI, Gatchina, Russia

Recently new experiments [1, 2] were done on *T*-odd asymmetry in the angular distribution of ternary fission products while irradiating *U* and ²³⁹*Pu* targets by polarized cold neutrons. In order to minimize various correction factors the measurements were done simultaneously in one installation. In this way it was confirmed [1] that the asymmetry $\langle D \rangle$ for *Pu* is smaller than for *U* isotopes by at any rate an order of magnitude (its uncorrected value being $\langle D \rangle = (-0.15 \pm 0.2) \times 10^{-3}$). The mass dependence tendency of $\langle D \rangle$ was also discovered [2]: preliminary data show essentially the increase of the effect with increasing fragments' mass asymmetry plus some variations superimposed on it.

In this paper we attempt to reproduce the above experimental tendencies in the framework of our statistical approach (see, e.g. [3, 4]) to *T*-odd effects. In order to do this we assume that the fragment mass distribution and other properties of fragments (deformation, internal excitation energies) at scission point, which enter the theoretical expression for $\langle D \rangle$, are practically the same for *U* isotopes and ²³⁹*Pu*. Then the difference between the targets is caused

mainly by the different spins J^{\pm} of compound-nuclei, entering the polarization coefficients and the different contributions $\sigma(J^+)$, $\sigma(J^-)$ of the corresponding resonances to the total fission cross-section. These contributions are known only for ²³⁵*U* and (approximately) for ²³⁹*Pu* targets. So, fixing the constants from the experimental value $\langle D(^{235}U) \rangle = (1.01 \pm 0.2) \times 10^{-3}$, we obtain $\langle D(^{239}Pu) \rangle \approx 0.07 \times 10^{-3}$ in agreement with experiment.

As to the mass dependence of the effect, it comes from the factors \sqrt{a} / \Im in the theoretical expression for $\langle D \rangle$. Assuming that ternary α -particle is emitted by the light "prefragment", whose moment of inertia \Im is approximately proportional to the rigid body one, we obtain the factor $(A_L)^{-5/3}$, increasing with decreasing light fragment mass A_L (i.e. with increasing fragment mass asymmetry). The dependence of the level density parameter a on the change of the fragment deformation causes additional variation of the $\langle D \rangle$ value which seems to be present in the experimental mass dependence of the effect.

I appreciate the support of INTAS (ref. No. 03-51-6417).

- A.Gagarski et.al. // in: "Proc. of XVI Conf. on Fission Physics, 7 10 October, 2003", IPPE, Obninsk (in press).
- 2. A.Gagarski et.al. // in:"Abstracts of ISINN-12, May, 2004".JINR, Dubna (in press).
- 3. V.Bunakov // Phys. of Atomic Nuclei. 2002. V.65. P.616.
- 4. V.Bunakov, F.Goennenwein // Phys. of Atomic Nuclei. 2002. V.65. P.2036.

PILOT-FISH γ -RADIATION AS A STARTING MECHANISM OF FORBIDDEN α -DECAY

S.D. Kurgalin, Yu.M. Tchuvil'sky Voronezh State University, Russia

The new type of simultaneous emission of α -particle and γ -quantum from nuclei which possess continuous spectra is predicted theoretically.

INTERNAL BREMSSTRAHLUNG ACCOMPANYING α-DECAY OF THE HIGH-SPIN ISOMERIC STATES

S.D. Kurgalin, Yu.M. Tchuvil'sky, T.A. Churakova Voronezh State University, Russia

The internal bremsstrahlung accompanying the α -decay of the isomeric state 18^+ of ^{212}Po and 9^- of ^{209}Bi demonstrates unusual properties of the process in high-spin nuclear states.

THE STIMULATION OF BETA-DECAY OF STABLE NUCLEI BY SYNCHROTRON RADIATION

I.V. Kopytin, K.N. Karelin, A.N. Almaliev, V.A. Fofonov Voronezh State University, Russia

The expression for an endothermic β -decay probability of stable nuclei stimulated by synchrotron radiation with exact account of Coulomb field in final and intermediate lepton state was obtained. The dependence of beta-decay transition rates from threshold energy and nuclear charge was performed.

POSSIBILITY OF ACCELERATION IN RATES OF FORBIDDEN β -DECAYS BY ELECTROMAGNETIC FIELD

I.V. Kopytin, K.N. Karelin, V.A. Fofonov, M.I. Berkman Voronezh State University, Russia

The influence of synchrotron radiation on the rate of spontaneous β -decay was investigated. The results were derived using exact relativistic Coulomb wave function.

REACTIONS AND DIPOLE SUM RULE EXHAUSTION

V.V. Varlamov, S.Yu. Komarov, A.V. Kochetkov, N.N. Peskov, D.S. Rudenko, M.E. Stepanov, V.V. Chesnokov Centre for Photonuclear Experiments Data, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Physics Faculty of Lomonosov Moscow State University

New data for (γ ,3n) and (γ ,abs) reactions were evaluated on the base of results of the detailed system analysis of the (γ ,xn), (γ ,n) and (γ ,2n) reaction cross section data obtained using quasimonoenergetic annihilation photon beams at Livermore (USA) and Saclay (France) carried out before for 19 nuclei ⁵¹V, ⁷⁵As, ⁸⁹Y, ⁹⁰Zr, ¹¹⁵In, ^{116,117,118,120,124}Sn, ¹²⁷I, ¹³³Cs, ¹⁵⁹Tb, ¹⁶⁵Ho, ¹⁸¹Ta, ¹⁹⁷Au, ²⁰⁸Pb, ²³²Th, ²³⁸U. Significant disagreements found out were interpreted as being due to difference of multiplicity sorting procedures used in both laboratories: that is incorrect at Saclay with the result of incorrect transmission of the part of (γ ,2n) reaction cross section into that of (γ ,n) reaction. The special method was used to move the data into consistence. New data obtained for (γ ,n), (γ ,2n),

 $(\gamma,3n)$, and all available (γ,p) reaction cross sections were used for discussion of dipole sum rule exhaustion. It was shown that large extra integrated cross section $\sigma^{int}(\gamma,abs) \approx (1.3 - 1.5) 60NZ/A$ (MeV×mb) published before probably became doubtful: significant decreasing of corrected Saclay (γ,n) reaction cross sections (and correspondent increasing of $(\gamma,2n)$ reaction cross sections) lead to the noticeably smaller values of $(\gamma,abs) = (\gamma,xn) - (\gamma,2n) + (\gamma,p)$ reaction cross sections.

IN-BEAM γ -SPECTROSCOPY METHOD OF THERMAL NEUTRON CROSS SECTIONS OF THE ¹⁴N(n, γ) AND ¹⁹F(n, γ) REACTIONS MEASUREMENT

A.I. Egorov, R.I. Krutova, Yu.E. Loginov, S.Eh. Malyutenkova Petersburg Nuclear Physics Institute, Gatchina, Russia

Cross sections of the ${}^{14}N(n,\gamma)$ and ${}^{19}F(n,\gamma)$ reactions were measured with inbeam γ -spectroscopy method on thermal neutron beam from the neutron guide installed inside biological shielding of WWR-M reactor (PNPI, Gatchina). Mixed Al₂O₃-Pb(NO₃)₂, CaF₂, CF₂ and LiF samples were irradiated and γ -rays were measured with HPGe detector in range 1-2 MeV. The neutron spectrum contains neither epithermal nor fast neutrons; their center of gravity lies at 0.025 $eV(v_n = 2200 \text{ m/s})$. Value of the cross section of the ²⁷Al(n, γ) reaction at $v_n = 2200 \text{ m/s}$ equal 0.231(3) barns [1] was used as standard. Cross sections values of the reactions under investigation are obtained to be 0.0795(13) and 0.00950(15) barns (accuracy ~1.6%) for the ${}^{14}N(n,\gamma)$ and 19 F(n, γ) reactions respectively. The same values were known formerly [1] with the accuracy 10%.

1. S.F.Mughabghab et al (ed's) // Neutron Cross Sections, Part A. Acad. Press. 1981.

THE T = 3/2 LEVELS IN THE ³⁰Si(p γ)³¹P REACTION

A.N. Vodin, L.P. Korda, O.A. Lepyoshkina,

S.A. Trotsenko, I.V. Ushakov

National Scientific Centre "Kharkov Institute of Physics and Technology", Kharkiv, Ukraine

The experimental study results of γ -decay of T = 3/2 isobaric analogue levels in ³¹P observed in the ³⁰Si(p, γ)³¹P reaction as resonances at $E_p = 760, 835, 1490,$ 1770, 1830, 1880, 1894, 1896, 2010 and 2187 keV are presented. The decay schemes of the given resonance are elaborated. The angular γ -radiation distributions are measured and the partial γ -widths are determined. The delay effect of *M*1 transition velocities in comparison with calculations on the single partial model with the surface δ -interaction is established.

ISOVECTOR *l*-FORBIDDEN M1-TRANSITIONS $2s_{1/2} \leftrightarrow 1d_{3/2}$ IN ODD-NUCLEI

A.N. Vodin, I.V. Ushakov

National Scientific Centre "Kharkov Institute of Physics and Technology", Kharkiv, Ukraine

The results of an analysis of existing experimental data on isovector *l*-forbidden *M*1 transitions $2s_{1/2} \leftrightarrow 1d_{3/2}$, observed in odd-nuclei are presented. Qualitative conclusions are made on mechanism of removing *l*-forbiddingness with regard on shell structure in those nuclei.

EXPERIMENTAL STUDIES OF ³⁵S INTERNAL BREMSSTRAHLUNG CONTINUOUS ENERGETIC QUANTA DISTRIBUTION BY THRESHOLD DETECTORS METHOD

A.P. Shumeiko, V.A. Rabotkin Voronezh State University

³⁵S nucleus decay internal bremsstrahlung spectrum is obtained experimentally. Experimental data are well correlated with theory in an energetic range 20-200 keV. This method may be used for continuous spectra reconstruction.

²⁰³Hg BETA DECAY INTERNAL BREMSSTRAHLUNG EXPERIMENTAL STUDIES

A.P. Shumeiko, V.A. Rabotkin Voronezh State University

The spectrum of ²⁰³Hg beta decay internal bremsstrahlung is studied experimentally. Total spectrum was detected in coincidence to 275 keV gamma line of ²⁰³Tl. Total error in the studied energetic range did not increase 15%. In the range 20-200 keV experimental data are well correlated with theory.

INVESTIGATION OF PENETRATION EFFECTS IN ¹³³Cs *l*-FORBIDDEN *M1*-TRANSITIONS

S.S. Drapey, N.V. Strilchuk, I.N. Vishevsky, V.A. Zheltonozhsky Institute for Nuclear Research, NAS of Ukraine, Kiev

Absolute values of internal conversion coefficient on *K*-shell for *l*-forbidden *M1*-transition in ¹³³Cs at the ¹³³Ba electron capture with energy 53 keV and 81 keV have been measured using triple coincidence technique. Significant contribution of penetration effects for γ 81 keV has been found out.

INVESTIGATION OF ISOMERIC RATIOS IN (γ ,n)- AND (γ ,p)-REACTIONS ON ^{117m,g}In AND ^{120,122m,g}Sb NUCLEUS

O.A. Bezshyyko¹, I.N. Kadenko¹, V.M. Mazur³, V.A. Plujko¹,

N.V. Strilchuk², I.N. Vishevsky², V.A. Zheltonozhsky²

¹National Taras Shevchenko University, Kiev, Ukraine

² Institute for Nuclear Research, NAS of Ukraine, Kiev

³ Institute of Electron Physics, NAS of Ukraine, Uzhgorod

Isomeric ratios in 118 Sn(γ ,p) ${}^{117 \text{ m,g}}$ In reaction at 15 and 16 MeV boundary energies and 121,123 Sb(γ ,n) ${}^{120,122 \text{ m,g}}$ Sb reaction at 16 MeV boundary energy have been measured. Calculations have been carried out using EMPIRE II program.

PHOTOACTIVATION INVESTIGATIONS WITH ^{115m}In, ^{113m}In, ^{111m}Cd AT THE ENERGY UP TO 3.0 MeV

O.S. Shevchenko, Yu.M. Ranyuk V.N. Gostishchev, A.A. Nemashkalo, I.G. Goncharov, V.N. Borisenko, V.I.Noga, I.I. Shapoval, Ed.L. Kuplennikov

National Science Center "Kharkov Institute of Physics and Technology", Kharkiv, Ukraine

The isomeric yield for ^{115m}In, ^{113m}In, ^{111m}Cd measured by the activation technique in (γ, γ) reactions at the energy spectra up to 3 MeV was get.

DECAY SCHEME OF ¹⁵⁸Er(EC)¹⁵⁸Ho

V.G. Kalinnikov, N.A. Lebedev, V.I. Stegailov, A.V. Sushkov, P. Chaloun, Yu.V. Yushkevich Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

As there was observed the very intensive (~100% decays) 7.697 keV γ transition the formerly proposed decay scheme of ¹⁵⁸Er (Q_{EC} =845⁺³⁰₋₂₀keV) had to be essentially modified adding the following levels ¹⁵⁸Ho with *E* (keV), I^{π} : 0, 5⁺; 67.2, 2⁻; 74.9, 2⁺; 91.5, (1⁻); 137.0, 2⁻; 146.8, 1⁺; 190.2, 2⁺; 254.3, (3⁺); 385.7, 2⁺; 433.2; 461.8, (1⁺) and 662.9, 1⁺.

¹⁵⁹Ho LEVELS EXITED BY ¹⁵⁹Er *EC*/β⁺ DECAY

V.G. Kalinnikov, Yu.A. Vaganov, V.I. Stegailov, Zh. Sereeter, Y.S. Ibraheem, P. Chaloun Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

Internal conversion electrons γ -lines and γ - γ -coincidence spectra of the ¹⁵⁹Er (36 days) decay were measured on the ISOL facility YASNAPP-2. ¹⁵⁹Er(*EC*/ β ⁺)¹⁵⁹Ho decay scheme was considerably corrected.

NEUTRON TRANSITION DENSITY OF THE 21⁺ STATE IN ¹⁸O

M.S. Onegin¹, A.V. Plavko² Petersburg Nuclear Physics Institute State Polytechnic University of St.Petersburg

The neutron transition density for the 2_1^+ level in ¹⁸O was extracted in the process of analyzing (p,p') scattering at 135 MeV. In contrast with the earlier obtained results (J.Kelly *et al.*), the shape of the radial distribution of the experimental neutron transition density was established to be similar to the proton one but its value in the maximum was 1.8 times larger.

DETECTION OF ⁵²Ti ($T_{1/2}$ =49 min) ISOMERIC STATE IN ⁵¹V(n, n γ) REACTIION

Zh.I. Adymov, E.Z. Akhmetov, A.S. Yermatov, V.M. Kartashov, A.G. Troitskaya Nuclear Physics Institute of Kazakhstan National Nuclear Center, Alma-Ata

The detection of the ⁵²Ti ($T_{1/2}$ =49 min) activity points to that together with the ⁵¹V(n, $n'\gamma$) reaction the (n, p) and (n, γ) reactions occur.

CHANGES IN THE MEAN SQUARE CHARGE RADII OF NEUTRON DEFICIENT EUROPIUM ISOTOPES MEASURED BY THE LASER ION SOURCE RESONANCE IONIZATION SPECTROSCOPY

A.E. Barzakh, D.V. Fedorov, A.M. Ionan, V.S. Ivanov, F.V. Moroz, K.A. Mezilev, S.Yu. Orlov, V.N. Panteleev, Yu.M. Volkov Petersburg Nuclear Physics Institute RAS, Gatchina, Leningrad district, Russia

The laser ion source has been used for the study of the isotope shifts of neutron deficient Eu isotopes. The extension of the region of the applicability of the method by using the γ - and β - radiation detection is reported. We have measured the isotope shifts of the europium optical line 576.520 nm for ¹³⁷⁻¹⁴⁴Eu. To increase the laser ion source efficiency an axial magnetic field was applied. Due to the axial magnetic field application the produced ions were extracted more efficiently from the ion source cavity. Nearly twofold rise of europium atom ionization efficiency was observed. By using of the effect of optical ion bunching the increase of selectivity was obtained. The isotope shifts for these nuclides. The new data for ¹³⁷Eu and refined data for ¹³⁸Eu point to the gradual increase of deformation for these isotopes. Comparison with the microscopic-macroscopic calculations and calculations in the framework of Hartree-Fock model hae been made.

ON THE POSSIBLE OCTUPOLE DEFORMATION OF SOME ODD RARE EARTH NUCLEI

V.O. Sergeev

Institute of Physics, St.-Petersburg State University

From the analysis of properties of low lying levels in some rare earth nuclei it was deduced that nuclei with N = 89, namely ¹⁴⁹Nd, ¹⁵¹Sm and probably ¹⁴⁷Ce, may have octupole deformation. For the criterion of this effect the presence of comparatively fast *El*-transitions ($F \approx 10^4$) between the levels with the same spin and different parity was chosen.

EXPERIMENTAL VALUES OF TRANSITION AND STATIC TOROID MOMENTS AND NUCLEUS FORM PARAMETERS

V.M. Kartashov, A.G. Troitskaya Nuclear Physics Institute of Kazakhstan National Nuclear Center, Alma-Ata

The transition moment experimental values are adduced. The connection of mixing parameters and power parameters (describing the shape and its dynamics depending on excitation) with experimental values of static toroid moments is discussed.

GAMMA-RAY AND LEVEL ENERGIES IN ¹⁸¹Ta FROM THE DECAY OF ¹⁸¹Hf

V.T. Kupryashkin, A.P. Lashko, T.N. Lashko, A.I. Feoktistov Institute for Nuclear Research, Kiev, Ukraine

The energies of some γ -rays from the decay of ¹⁸¹Hf were measured with high precision. Using these data the energies of all levels in ¹⁸¹Ta were determined.

GAMMA-RAYS FROM THE DECAY OF ¹⁹¹Pt

T.N. Lashko, A.P. Lashko Institute for Nuclear Research, Kiev, Ukraine

Spectra of γ -rays from the decay of ¹⁹¹Pt have been investigated by means of HPGe-detectors. The new data about relative intensities of γ -rays were obtained for region of energy above 150 keV.

ON THE DECAY OF $^{\rm I76}{\rm Ta} \rightarrow ^{\rm 176}{\rm Hf}$

E.P. Grigoriev St.-Petersburg State University. Russia

From analysis of ¹⁷⁶Ta decay it was established that some states in ¹⁷⁶Hf including states with $J^{\pi}K_i = 6^+ 0_1$, 4^+0_3 , 4^+2_1 and 0^+0_4 are populated in this process. Mixing parameters were obtained from Coriolis mixing calculations for $K^{\pi} = 0^- - 1^-$, $0^+ - 2^+$ and $2^+ - 3^+$ bands.

13/2⁺ ISOMERIC STATE EXCITATION OF ¹⁹⁷Pt ISOTOPE IN (γ,n) -REACTION

Z.M. Bigan, T.I. Marinetz, V.M. Mazur, N.V Strilchuk¹, V.A. Zheltonozhsky¹ *IEP, NAS of Ukraine, Uzhgorod;* ¹*KINR, NAS of Ukraine, Kiev*

Isomeric ratios dependency in (γ,n) -reaction for ¹⁹⁷Pt at 10-16 MeV energies region have been investigated. ¹⁹⁸Pt $(\gamma,n)^{197m}$ Pt cross section has been measured and lorentzian parameters have been determined.

INDEPENDENT YIELDS OF THE Kr AND Xe FRAGMENTS AT THE SPONTANEOUS AND PHOTOFISSION OF ²⁴⁸Cm

 Yu.P. Gangrsky, V.I. Zhemenik¹, N.Yu. Maslova, G.V. Mishinsky, Kh.S. Norov², Yu.E. Penionzhkevich Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia ¹ Institute for Nuclear Research NAS, Kyiv, Ukraine
 ² Tajikistan State National University, Dushanbe, Tajikistan

The independent yields of Kr (A=89-93) and Xe (A=135-142) isotopes were measured at the spontaneous and photofission of ²⁴⁸Cm by the bremsstrahland with the boundary energy of 25 MeV. The even-odd effect is observed in the yield distribution vs isotope neutron number.

COMPARISON OF THE INDEPENDENT YIELDS OF THE Kr AND Xe FRAGMENTS AT THE PHOTOFISSION OF ²³⁷Np AND ²⁴³Am

Yu.P. Gangrsky, V.I. Zhemenik¹, G.V. Mishinsky, Yu.E. Penionzhkevich Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia ¹Institute for Nuclear Research NAS, Kyiv, Ukraine

The independent yields of Kr (A=89-93) and Xe (A=135-142) isotopes were measured at the photofission of ²³⁷Np and ²⁴³Am by the bremsstrahlung with the boundary energy of 25 MeV. The Kr isotopes yields are almost identical for the both targets. Coexistence of the two fission mode is clear visible in the yields of Xe isotopes distribution vs neutron number.

REGISTRATION OF THE β-DELAYED TWO-NEUTRON EMISSION FROM THE PHOTOFISSION FRAGMENTS OF ²³⁸U

Yu.P. Gangrsky, K. Gladnishki, V.I. Zhemenik¹, G.V. Mishinsky, Yu.E. Penionzhkevich, E.A. Sokol Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia ¹Institute for Nuclear Research NAS, Kiev, Ukraine

 β -delayed two-neutrons emission was observed from fragments of photofission 238U, received on microtron MT-25 FLNR JINR. Fission

fragments from the reaction chamber were transported to the neutrons detector by a nitrogen aerosol gas jet through a thin 2 mm diameter capillary. The efficiency of the neutrons detector was 0.5. The transportation time was about 0.8 s, the transmission time of fragments through the detection zone was about 2.5 s. If all activity of two-neutrons emission is connected with 136Sb-decay, then two-neutrons probability emission will be $P_{\beta 2n} = (1.4\pm0.2)\%$.

ISOMER RATIOS AND MEAN ANGULAR MOMENTA FOR PHOTOFISSION PRODUCTS OF ²³⁸U AND ²³⁷Np

O.A. Bezshyyko¹, V.A. Zheltonozhsky², I.M. Kadenko¹, V.M. Mazur³, V.A. Plujko¹, N.V. Strilchuk²

¹ Taras Shevchenko National University, Kiev, Ukraine ² Institute for Nuclear Research, Kiev, Ukraine ³ Institute of Electron Physics, Uzhgorod, Ukraine

Isomer ratios and mean angular momenta for photofission products of ^{237}Np and ^{238}U are obtained. The technique of gamma-ray spectrometry of fission products for isomeric ratio determination without radiochemical separation was used.

THE NEW EVALUATION OF THE DECAY AND RADIATION CHARACTERISTICS OF ²³⁸Pu

V.P. Chechev

V.G.Khlopin Radium Institute

The ²³⁸Pu decay data evaluation has been carried out within the framework of the non-formal International Decay Data Evaluation Project. The literature available by December 2003 was included.

THE DIFFRACTION SCATTERING OF TWO-CLUSTER NUCLEI ON PROTONS WITH TAKING INTO ACCOUNT THE COULOMB INTERACTION

V.K. Tartakovsky, O.I. Ivanova Taras Shevchenko National University, Kiev, Ukraine

While studying the diffraction scattering of two-cluster nuclei on protons the method of inclusion the Coulomb interaction and the Glauber approximation is suggested. The calculation of scattering cross section of deuterons and ${}^{6}Li$ nuclei on protons at intermediate energies is made. The effects of Coulomb interaction and double scattering on behavior of cross section have been studied.

THE STRUCTURE OF ⁵HE NUCLEUS IN THE FRAMEWORK OF THREE-BODY *t*+*n*+*p* MODEL

M.A. Zhusupov, E.T. Ibraeva¹, O. Imambekov, G.S. Nurbakova, E.M. Tursunov²

Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan ¹Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan ² Institute of Nuclear Physics, Tashkent, Usbekistan

In the framework of the three-particle t+n+p model the structure of ⁵He nucleus is investigated. The wave function with *NN* potential Reid soft core and *tN* potential with forbidden state are calculated. The statistic characteristics of ⁵He nucleus are reproduced.

SPIN CORRELATION OF PARTICLES OF MUON-PHOTON SHOWER IN CRYSTALS FORMATION OF γ -QUANTA

I.M. Nadzhafov, M.R. Radzhabov, N.I. Nadzhafov Baku State University, Azerbaijan

The dependences of the number of showery muons and γ -quanta on energy and penetration depth in silicon single crystals for various spin correlation of particles have been investigated.

COOPERATIVE EFFECTS IN INELASTIC SCATTERING OF SLOW NEUTRONS

A.N. Almaliev, I.V. Kopytin, M.A. Dolgopolov Voronezh State University, Russia

The process of slow neutron inelastic scattering on the diatomic molecule system in a superradiant state is theoretically investigated. It is shown that the consideration of cooperative effects reduces to an essential change of the angular distribution of scattering particles.

INFLUENCE OF THE INITIAL STATE EFFECTS ON A LEPTON PAIR SPECTRA IN pA REACTIONS

Ya.A. Berdnikov¹, M.E. Zavatsky¹, V.T. Kim², V.F. Kosmach¹, E.L. Kryshen¹, M.M. Ryzhinskiy¹, V.M. Samsonov² ¹ St.Petersburg State Politechnic University ² Petersburg Nuclear Physics Institute, of RAS

In this work the analysis of the influence of the multiple soft collisions effect on DY production in proton-nucleus collisions was presented. The analysis was carried out using HIJING 1.36 Monte-Carlo event generator, which has been modified to take into account mentioned process and effect. The analysis has shown that the proper treatment of multiple soft rescatterings of the quark of the incoming hadron allows us significantly improve the agreement between simulated and experimental data.

ON PHOTOEXCITATION OF ISOMER IN ¹⁸¹Ta

L.A. Malov

JINR, Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Dubna, Russia

Photoexcitation cross section of isomeric state in ¹⁸¹Ta ($I^{\pi}=1/2^+$, $T_{1/2}=18.1\mu$ s, E=615 keV) is calculated in framework of the generalized version of Quasiparticle-Phonon Nuclear Model with arbitrary number of the cascade γ -transitions. The results are compared with experimental data.

A SEMI-MICROSCOPIC DESCRIPTION OF THE GROSS-STRUCTURE OF THE GIANT DIPOLE RESONANCE

B.S. Ishkhanov, V.N. Orlin Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Russia

A simple semimicroscopic model that makes it possible to take into account the deformation, configuration, and isospin splitting of a giant dipole resonance is formulated and is used to describe the gross structure of the photoabsorption cross section in spherical, deformed, and transition nuclei over the mass range $10 \le A \le 240$.

EXTRACTION OF TUNNELING TIME FROM EXPERIMENTAL BREMSSTRAHLUNG SPECTRUM IN α-DECAY

S.P. Maydanyuk, S.V. Belchikov

Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Ukraine

The modern theoretical models [1, 2] do not give an unified approach for extraction of the tunneling time from the experimental spectrums of bremsstrahlung in α -decay of heavy nuclei [3, 4] and, very likely, significant efforts of theoretical and experimental research groups will be expended for construction of the method of the experimental measurement of the tunneling time in nuclear collisions and decays.

We propose a variant for resolution of such a problem based on the following idea. An electrically charged particle during a motion inside the Coulomb field changes its velocity and emits bremsstrahlung photons. The equation of the particle motion through a selected space region with finite width determines coordinate and velocity of the particle in dependence on needed time moment. One can calculate time of propagation of the particle through the considered region and find a dependence of the region width on the propagation time and velocity of the particle at the selected point of space. One can calculate bremsstrahlung spectrum from the selected region, which is a function of the region width. From here the dependence between the propagation time and the bremsstrahlung spectrum relatively the considered region (with taking into consideration of the particle velocity in needed coordinate) is obtained. For studying of the "bremsstrahlung" photons emission during tunneling one can need to use the models developed on the basis of quantum electrodynamics. For studying of α -decay with bremsstrahlung we use the multipolar quantum mechanical model [5]. This model allows to calculate the bremsstrahlung spectrum from a barrier region and its contribution into the total bremsstrahlung spectrum, and the tunneling time of the α -particle can be estimated on the basis of the method described above. Therefore, if it succeeds to extract the spectrum of the sub-barrier bremsstrahlung from the experimental data of the total spectrum, then one can find the tunneling time.

- 1. T.Papenbrock, G.F.Bertsch // Phys. Rev. Lett. 1998. V.80. P.4141.
- 2. E.V.Tkalya // Phys. Rev. C. 1999. V.60. 0446XX.
- 3. J.Kasagi, H.Yamazaki, N.Kasajima et al. // Phys. Rev. Lett. 1997. V.79. P.371.
- 4. N.V.Eremin, G.Fazio, G.Giardina // Phys. Rev. Lett. 1997. V.79. V.371.
- S.P.Maydanyuk, V.S.Olkhovsky // Prog, of Theor. Phys. 2003. V.109(2). P.203.

UNIFIED DESCRIPTION OF THE FIRST ISOBAR-ANALOGUE NUCLEAR STATE ENERGIES

I.N. Boboshin, V.V. Varlamov, B.S. Ishkhanov, S.B. Semin Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Physics Faculty Lomonosov Moscow State University

The unified description of complete data set for energies of the lowest levels with isospin $T_{>} = |N - Z|/2 + 1$ was developed for $1 \le A \le 209$ nuclei. New modern relational nuclear spectroscopy database founded upon the international ENSDF data bank was created. This DB was used to improve traditionally used formulae. The averaged disagreement between experimental (ENSDF) data and values calculated using improved formula is equal to 0.85 MeV, significantly better than for traditionally used (1.11 MeV).

LOW LYING COLLECTIVE STATES IN ¹⁶⁰Dy

V.P. Garistov², J. Adam¹, V.G. Kalinnikov¹, A.A. Solnyshkin¹ ¹ Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia ² Institute for Nuclear Research and Nuclear Energy, Sofia, Bulgaria

The calculations of the energies of low lying collective excited states of ¹⁶⁰Dy nucleus within the framework of the Interacting Vector Boson Model (IVBM) has been performed. The energies of the collective states with spins 0^+ , 2^+ , 4^+ and 6^+ with great accuracy can be distributed by number of collective excitations in parabolic type function. Comparison with experiment is presented.

DESCRIPTION OF THE GROUND ROTATIONAL BAND, γ -VIBRATIONAL AND OCTUPOLE BANDS IN ¹⁶⁰Dy

V.P. Garistov², J. Adam¹, V.G. Kalinnikov¹, A.A. Solnyshkin¹ ¹ Joint Institute for Nuclear Research Dubna, Russia. ² Institute for Nuclear Research and Nuclear Energy, Sofia, Bulgaria

Interacting Vector Boson Model (IVBM) has been used for simultaneous description of energies of states of the ground $(K^{\pi}=0^+)$, γ - $(K^{\pi}=2^+)$ and octupole $(K^{\pi}=1^-)$ bands for ¹⁶⁰Dy nucleus. Good agreement with experiment is observed.

ANALYSIS OF ANALYTIC METHODS FOR CALCULATIONS OF VIBRATIONAL STATE EFFECTS ON NUCLEAR LEVEL DENSITY

V.A. Plujko^{1,2}, O.M. Gorbachenko¹ ¹ Taras Shevchenko National University, Kiev, Ukraine ² Institute for Nuclear Research, Kiev, Ukraine

The ratio of nuclear level densities with and without allowing for vibrational states is studied as a function of the excitation energy. The different simple expressions of this ratio are compared with calculations within response function method.

ONE-DIMENSIONAL REFLECTIONLESS POTENTIALS $V(x) \sim \pm |x - x_0|^{-n}$

S.P. Maydanyuk

Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Ukraine

On the basis of methods of SUSY QM [1] a condition, when the onedimensional potential $V(x) = \pm \alpha/(x - x_0)^n$ (a = const, $x_0 = const$, $x \in [-\infty, +\infty]$, $n \in \mathcal{N}$, \mathcal{N} — natural numbers set) becomes reflectionless for propagation of plane wave through it, is obtained. It is shown, that these potentials can be reflectionless in the case n = 2 only. An equation for determination of all possible forms of the one-dimensional reflectionless potentials is found in explicit analytical form. Scattering of a particle upon the spherically symmetric potential $V(r) = \pm \alpha/(r - r_0)^n$ with taking into account of its reflectionless possibility is analyzed.

1. F.Cooper et al.// Physics Reports. 1995. V.251. P.267.

PROJECTING OF ⁹Be WAVE FUNCTION IN 2α*n*-PRESENTATION ON TO ⁸Lip, ⁷Lid, ⁶Lit CLUSTER CHANNELS

N.A. Burkova, K.A. Zhaksybekova, S.S. Grigorash., A.V. Mashura Kazakh National University by al-Farabi, Almaty

The detailed mathematical formalism of projecting of three-cluster wave functions on various cluster configurations is developed and applied to ⁹Be nucleus in $2\alpha n$ - presentation for description of ⁸Lip, ⁷Lid, ⁶Lit cluster channels.

NILSSON-MODEL ANALYSIS OF EXCITED STATES OF LIGHT NUCLEI

A.N. Vodin¹, L.P. Korda¹, V.Yu. Korda²

¹ NSC "Kharkov Institute of Physics and Technology", Kharkov, Ukraine ² STC of Electrophysics, National Academy of Sciences of Ukraine, Kharkov, Ukraine

Nilsson-model based analysis of the energies and quantum characteristics of excited states of light nuclei 4 < A < 32 show that the results of theoretical and experimental investigations can agree if we take into account the dependencies on nuclear deformation of the weights with which the operators of the spin-orbit interaction and the interaction proportional to the square of angular momentum enter the Hamiltonian.

THE NATURE OF MOLECULAR STATES IN ¹⁸O AND CLUSTERING BOSON MODEL

A.B. Kabulov, G. Baimbetova Abai National Pedagogical University of Kazakhstan

In the frame of the boson clustering theory the clustering and clustering + quadrupole states of the nucleus ¹⁸O are investigated.

ENERGY DENSITY FUNCTIONAL PARAMETRIZATION WITH M3Y-INTERACTION IN THE NUCLEAR MATTER

Yu.I. Kovalenko, V.B. Soubbotin, V.I. Tselyaev St. Petersburg State University, St. Petersburg, Russia

The possibility of application of the M3Y-interaction to the nuclear structure problems is considered in the framework of the quasilocal density functional theory. The M3Y-interaction determines the Hartree-Fock part of the functional. A new parametrization of the residual correlation energy functional is proposed. The parameters are adjusted to describe the main properties of the nuclear matter.

NEW EMPIRICAL-ANALITICAL TREATMENT OF NUCLEAR LEVEL STRUCTURE

N.I Tarantin

Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

To gain a better insight into the nuclear structure, a new method is proposed that uses the deviations of the separation energy, which is based on experimental data on nuclear masses. The method allows the smooth liquid drop energy as well as nucleon pairing staggering to be excluded; the changes in the shell energy and in the pairing energy, as part of the shell energy, are not excluded. This method confirmed the existence the known nuclear shells with N=126, 82, 50, 28, 20 and Z=82, 50, 28, 20. This method enabled the discovery of some features in nuclear structure connected with the neutron numbers N=56, 30, 15, 14 and with the proton numbers Z=15, 14.

ABOUT ROTATIONAL-VIBRATIONAL STATES IN EVEN-EVEN NUCLEI WITH QUADRUPOLE AND OCTUPOLE DEFORMATIONS

Sh. Sharipov, M.S. Nadirbekov Institute of Nuclear Physics of Uzbekistan Academy of Sciences

The simple analytical expressions for energy levels, reduced probabilities of *E2* and *E1*-transitions between energy levels of deformed axial-symmetric eveneven nuclei with β_2 quadrupole and β_3 octupole deformations are obtained.

EULER POLYNOMIALS AND PROBLEM OF EVALUATION OF THE NUMBER OF STATES OF THE MULTI-PHONON SYSTEM

V.S. Zamiralov

Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow

On example of the many-phonon system with the spin 2 phonons it is shown that problem of evaluation of the number of states with the definite value of the total momentum projection in the expansion of the direct product of several phonons of the spin *j* is related to the expansion of the Euler polynomials.

THE TOTAL CROSS SECTION OF THE REACTION ⁹Be(p, α_2)⁶Li^{*}(3.56 MeV) WITH $E_p < 2.4$ MeV

S.N. Abramovich, L.N. Generalov Russian Federal Nuclear Centre VNIIEF, Sarov

The total cross section of the reaction ${}^{9}\text{Be}(p,\alpha_2){}^{6}\text{Li}^*(3.56 \text{ MeV})$ was measured at protons energy $E_p=1.96-2.32$ MeV. The extrapolation of the cross section was carried out to range $1.58 \le E_p < 1.96$ MeV.

NEUTRON SUBSHELLS OF EVEN-EVEN Cr ISOTOPES

O.V. Bespalova, I.N. Boboshin, V.V. Varlamov, T.A. Ermakova, A.V. Izotova, B.S. Ishkhanov, E.A. Romanovsky, T.I. Spasskaya, T.P. Timokhina Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics of Lomonosov Moscow State University

The experimental single-particles energies and occupation probabilities of the neutron subshells near the Fermi energy in nuclei of 50,52,54 Cr were obtained by the joint evaluation of the neutron stripping and pick-up reaction data. The $2p_{1/2}$ - $lf_{5/2}$ subshells energy gap features and the problem of magicity of the N = 34 number were studied by the dispersive optical model.

PROTON SUBSHELLS OF EVEN-EVEN Fe ISOTOPES

O.V. Bespalova, I.N. Boboshin, V.V. Varlamov, A.V. Izotova, B.S. Ishkhanov, E.A. Romanovsky, T.I. Spasskaya, T.P. Timokhina Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics of Lomonosov Moscow State University

The experimental single-particles energies and occupation probabilities of the proton and neutron subshells near the Fermi energy in ^{54,56,58}Fe nuclei were obtained by the joint evaluation of the nucleon stripping and pick-up reaction data. The single-particle energies were calculated in the framework of the dispersive optical model and they are in the agreement with the experimental data within 10% accuracy.

NEUTRON AND PROTON SUBSHELLS OF ^{112,124}Sn ISOTOPES

O.V. Bespalova, I.N. Boboshin, V.V. Varlamov, T.A. Ermakova, B.S. Ishkhanov, E.A. Romanovsky, T.I. Spasskaya, T.P. Timokhina Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics of Lomonosov Moscow State University

The experimental single-particles energies and occupation probabilities of the proton and neutron subshells near the Fermi energy in ¹²²Sn and ¹²⁴Sn nuclei were obtained by the joint evaluation of the nucleon stripping and pick-up reaction data. The data obtained as well the data for ^{116,118,120}Sn were used for extrapolation to the $100 \le A \le 112$ and $124 \le A \le 132$ Sn isotopes in the framework of the dispersive optical model.

FORMATION OF LIGHT PRODUCTS BY PROTONS AND DEUTERONS WITH ENERGY 3.65A GeV ON SEPARATED TIN ISOTOPES

A.S. Danagulyan, et al. Erevan state university, Armenia

The cross sections of light products from ¹¹²Sn, ¹¹⁸Sn, ¹²⁰Sn, ¹²⁴Sn targets irradiated with 3.65*A* GeV deuterons and protons were measured by the induced activity method. Resulting data show that the above nuclei are produced in the multifragmentation process. Isotopic effect and isoscaling in the fragmentation reactions were discussed.

TRANSMUTATION OF RADIOACTIVE ¹²⁹I, ²³⁷Np, ²³⁸Pu, ²³⁹Pu AND ²⁴¹Am IN THE FIELD OF SECONDARY NEUTRONS IN U/Pb BLANKET IRRADIATED WITH THE PROTONS OF 2 GeV

J. Adam, A.R. Balabekyan, V.S. Barashenkov, W. Westmeier, N.M. Vladimirova, V.G. Kalinnikov, K. Katovsky, M.I. Krivopustov, H. Kumawat, R. Odoj, V.S. Pronskikh, A.A. Solnyshkin, V.I. Stegailov, S.G. Stetsenko, V.M. Tsoupko-Sitnikov *JINR, Dubna, Russia*

The results on irradiation of radioactive targets on the surface of U/Pb blanket are submitted. The residual nuclei as the products of nuclear reactions on the secondary neutrons from Pb target irradiated with 2 GeV protons were studied. Using the threshold detectors the neutron spectra was obtained. We find the cross-sections for secondary products of different reactions on I-129, Np-237, Pu-238 and Pu-239. For Am-241 studies the sensitivity of experiment is insufficient. Also transmutation factors for I-129, Np-237, Pu-238 and Pu-239 are calculated for 10mA proton beam and 30 and 720 days of irradiation.

ENERGY DEPENDENCE OF THE d + ⁷Li ELASTIC SCATTERING OPTICAL POTENTIAL

O.A. Momotyuk, O.K. Gorpinich, Val.M. Pirnak, O.A. Ponkratenko, A.T. Rudchik Institute for Nuclear Research of UNAS, Kyiv, Ukraine

The energy dependence of the optical model parameters of the nucleusnucleus interaction in the d + ⁷Li system was investigated using experimental data for the angular distributions of the ⁷Li + d elastic scattering known from the literature at the energies $E_{\text{c.m.}}(d) \approx 2.33 \div 21.78$ MeV. The data were analyzed within the optical model approach, coupled-reaction-channels method and statistical model. It was found that the statistical process is significant at the energy $E_{\text{c.m.}} < 10$ MeV. With the energy increasing the ⁵He-transfer became more important in the elastic channels at large angles.

MECHANISMS OF ⁷Li(d,³He)⁶He REACTION

O.K. Gorpinich, V.N. Dobrikov, V.O. Kyva, I.N. Kolomiets, O.A. Momotyuk, Yu.N. Pavlenko, Val.M. Pirnak, A.T. Rudchik Institute for Nuclear Research of UNAS, Kyiv, Ukraine

The angular distribution of the ⁷Li(d, ³He)⁶He reaction at the energy $E_d = 37$ MeV was analyzed within the coupled reaction channels model. Elastic, inelastic scattering and transfer reactions were included in the coupled channels scheme. Parameters of optical model (OM) potentials for the entrance channel using the energy dependence of the OM parameters of the nucleus-nucleus interaction in the d + ⁷Li system were found. In the outgoing channel the OM parameters were fitted in order to describe the experimental angular distribution. It was found that the *p*-transfer reaction is dominant in all angular range.

SCATTERING OF α-PARTICLES FROM THE ¹¹B NUCLEI AT THE ENERGIES OF 40 AND 50 MeV

N. Burtebaev¹, M.K. Baktybaev¹, B.A. Duisebaev¹, R.J. Peterson², S. B. Sakuta³ ¹ Institute of Nuclear Research NNC RK, Almaty ² University of Colorado, USA ³ RRC "Kurchatov institute", Moscow

Measured angular distributions of elastic and inelastic scattering have been analyzed in the framework of coupled channels method. Deformation parameters (β_2 , β_4) have been deduced.

THE ANALYSIS OF PROTON INCLUSIVE SPECTRA FROM REACTION (α ,p) ON ³H NUCLEI AT E_{α} = 27.2 MEV

Yu.N. Pavlenko, O.M. Povoroznyk, O.K. Gorpinich, V.A. Kyva Institute for Nuclear Research, Kyiv, Ukraine

The contributions of formation and proton decay of ${}^{5}Li_{(g.s.)}$ and ${}^{6}Li^{*}(5.37 \text{ MeV})$ unbound nuclei have been analyzed for the proton inclusive spectra measured for ${}^{3}H(\alpha,p)$ reaction at $E_{\alpha} = 27.2$ MeV. The possibility of treating such contributions as excitation of ${}^{6}\text{He}^{*}$ recoil nucleus is discussed.

ENERGY DEPENDENCE OF TOTAL REACTION CROSS SECTIONS FOR ⁴He +²⁸Si INTERACTION FROM THE COULOMB BARRIER TO 200 MEV

K.A. Kuterbekov¹, T.K. Zholdybayev¹, K.B. Basybekov¹, Yu.E. Penionzhkevich², I.N. Kukhtina², Yu.G. Sobolev², V.Yu. Ugryumov², L.I. Slusarenko³, V.V. Tokarevskii³ ¹Institute of Nuclear Physics NNC RK, Almaty, Kazakhstan ²Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia ³Institute of Nuclear Research, Kiev, Ukraine

The energy dependence of the total reaction cross section for interaction ${}^{4}\text{He} + {}^{28}\text{Si}$ in wide energy region (from the Coulomb barrier to 200 MeV) are analysed.

SCATTERING OF ⁴He – PARTICLES AND STRUCTURAL CHARACTERISTICS OF ²⁸Si NUCLEUS

K.A. Kuterbekov¹, T.K. Zholdybayev¹, Yu.E. Penionzhkevich², I.N. Kukhtina², A. Muchamedzhan¹, B.M. Sadykov¹ ¹Institute of Nuclear Physics NNC RK, Almaty, Kazakhstan ²Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

A complex analysis of experimental data of elastic, inelastic and total reactions cross-sections of ⁴He –particles on ²⁸Si is perfomed. Values of the deformation lengths and neutron-proton multipole matrix elements reletions for 2^{+}_{1} –states of ²⁸Si for different types of particles are obtained. A comparative analysis is made.

ENERGY DEPENDENCE OF TOTAL REACTION CROSS SECTION OF THE ⁶He - ^{nat}Si INTERACTION AT 5-25 MeV/A

V.Yu. Ugryumov¹, E. Budzanowski², E. Bialkowski², A. Kugler³, I.N. Kuhtina¹, A. Kulko¹, V.F. Kushniruk¹, I.V. Kuznetsov¹, Yu.E. Penionzhkevich¹, I. Skwirchinska², Yu.G. Sobolev¹, W. Trzaska⁴, T.K. Zholdybaev⁵
¹ Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia
² H.Newodniczanski Institute of Nuclear Physics, Krakow, Poland
³ Institute of Nuclear Physics, Rez, Czech Republic
⁴ University of Yuvaskyla, Yuvaskyla, Finland
⁵ Institute of Nuclear Physics, Alma-Ata, Republic of Kazakhstan

One of the most exciting recent events in nuclear physics has been the discovery of extended neutron distributions in exotic neutron-rich nuclei such as e.g. ⁶He via total reaction cross section (σ_R). A σ_R as a function of the energy shows a remarkable sensitivity to the halo structure of the exotic nuclei, especially at low energies. The energy dependence of σ_R for the ^{4,6}He + Si was measured by the transmission technique. Neutron and matter density distributions of ⁶He were obtained on the basis of the analysis of experimental excitation function of σ_R .

ELASTIC AND INELASTIC SCATTERING OF ⁶Li ON ¹²C AT 63 MeV

V.A. Maslov, R.A. Astabatyan, J. Vincour, A.S. Denikin,
T.K. Zholdybaev, V.I. Zagrebaev, R. Kalpakchieva, I.V. Kuznetsov,
S.P. Lobastov, S.M. Lukyanov, E.R. Markaryan, Yu.E. Penionzhkevich,
N.K. Skobelev, Yu.G. Sobolev, V.Yu. Ugryumov, A.A. Hassan
Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR, Dubna

The first stage of experiments, designed to study the structure of the ⁶He nucleus and the mechanism of ⁶He-induced reactions, is presented. It seems that a correct way to reach this goal is to directly compare reactions induced by ⁶He and ⁶Li on different targets. For this reason, as a first step the scattering of a ⁶Li beam on a ¹²C-target at 63 ± 0.5 MeV has been studied. The calculated differential cross sections of elastic and inelastic scattering demonstrate good agreement with the available experimental data. The possibility of future experiments using radioactive beams at DRIBs is also discussed.

STUDY OF THE ⁷Li+²⁰⁸Pb FUSION-FISSION REACTION

A.A. Hassan¹, R. Astabatyan¹, J. Vincour², T. Zholdybaev³, Z. Dlouhy², R. Kalpakchieva¹, S.P. Lobastov¹, S.M. Lukyanov¹, V.A. Maslov¹,
E. Markaryan¹, J. Mrazek², Yu.A. Muzychka¹, Yu.E. Penionzhkevich¹, N.K. Skobelev¹, Yu.G. Sobolev¹ V.Yu. Ugryumov¹
¹ Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, Dubna, Russia
² Institute of Nuclear Physics, Rez, Czech Republic

³ Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan

The ⁷Li+²⁰⁸Pb fusion-fission and evaporation reactions have been investigated at energies from the Coulomb barrier up to 100 MeV. The ⁷Li beam was produced by the U400M accelerator at FLNR, JINR. Excitation functions for the 3n, 4n and 5n evaporation channels and fission fragments from the ²¹⁵At compound nucleus were measured. The analysis of the obtained experimental data is carried out using the theoretical calculation made within the code "ALICE-MP". The free parameters used in the calculations were ℓ_{cr} (the critical angular moment) and r_0 (the interaction radius). The latter is connected to the geometrical size of the nuclear part of the interaction potential. The results are compared to existing data for the ⁶He +²⁰⁹Bi fusion-fission and fusionevaporation reactions.

INVESTIGATION OF THE ¹²C(⁷Li, ⁷Be)¹²B REACTION MECHANISM AT THE 82 MeV BEAM ENERGY

S.B. Sakuta¹, Yu.A. Glukhov¹, A.T. Rudchik², Val. M. Pirnak², V.A. Ziman^{2, 3}, V.K. Chernievsky², A. Budzanowski⁴, S. Kliczewski⁴, R. Siudak⁴,

I. Skwirczyńska⁴, A. Szczurek⁴

¹ RRC "Kurchatov institute", Moscow, Russia
 ² Institute for Nuclear Research, Kiev, Ukraine
 ³ University of Birmingham, Great Brittan
 ⁴ Institute for Nuclear Physics, Cracow, Poland

Angular distributions have been measured in the ${}^{12}C({}^{7}Li, {}^{7}Be){}^{12}B$ reaction for the number of ${}^{12}B$ states. It was shown that two-step sequential nucleon transfers dominate over the one-step charge-exchange mechanism, especially at the large angles ($\theta > 10^{\circ}$).

REFRAKTIVE BEHAVIOUR OF ¹⁶O+¹⁴C SCATTERING

A.C. Demyanova¹, G. Bohlen², Yu.A. Glukhov¹, S.A. Goncharov³, A. Izadpanah³, V.A. Maslov⁴, A.A. Ogloblin¹, Yu.E. Penionzhkevich⁴,
M.V. Rozhkov¹, Yu.G. Sobolev⁴, W. Trzaska⁵, G.P. Tjorin⁶, S.V. Khlebnikov⁶, W.fon Oertzen²

¹ FSF RRC "Kurchatov institute ", Moscow, Russia
 ² Hahn - Meitner Institute, Berlin, Germany
 ³ SINF Moscow State University, Moscow, Russia
 ⁴ JINR, Dubna, Moscow region, Russia
 ⁵ University of Jyvaskyla, Jyvaskyla, Finland
 ⁶ V.G.Khlopin Radium institute, S.-Petersburg, Russia

We have undertaken investigation asymmetrical system ${}^{16}O+{}^{14}C$. The results of the experiment showed that clear rainbow structure in ${}^{16}O + {}^{14}C$ scattering at 281 MeV really takes place. However the main rainbow minimum is located at ~57°, instead of 70° as it was predicted. The observed position of the minimum fits well to the empirical systematization "angle – inverse energy", obtained earlier for the system ${}^{16}O + {}^{12}C$. Characteristics of rainbow scattering of ${}^{16}O$ nuclei on the neighbor targets ${}^{12}C$, ${}^{14}C$ and ${}^{16}O$ are discussed.

REFRACTIVE SCATTERING IN SYSTEM¹⁶O+¹³C

Yu.A. Glukhov, K.P. Artemov, A.S. Dem'yanova, A.A. Ogloblin, V.P. Rudakov Russian Research Centre "Kurchatov Institute", Moscow

Measurements of angular distributions of elastic scattering ${}^{16}O+{}^{13}C$ over the angular range 7⁰-90⁰ at *E*=132 MeV and the reaction ${}^{13}C({}^{16}O, {}^{15}N){}^{14}N_{0.0}$ have been performed. Pronounced Airy structure in elastic ${}^{16}O+{}^{13}C$ scattering was observed.

¹⁶O+¹²C ELASTIC SCATTERING AT ¹⁶O ENERGY 330 MeV AND SOME SYSTEMATIZATION OF THE RAINBOW SCATTERING

A.S. Demyanova¹, Yu.A. Glukhov¹, S.A. Goncharov², A.A. Ogloblin¹, M.V. Rozhkov¹, W. Trzaska³, G.P. Tuorin⁴, S.V. Khlebnikov⁴

¹ FSF RRC "Kurchatov institute ", Moscow, Russia
 ² SINF Moscow State University, Moscow, Russia
 ³ University of Jyvaskyla, Jyvaskyla, Finland
 ⁴ V.G.Khlopin Radium institute, S.-Petersburg, Russia

The study of ${}^{16}\text{O} + {}^{12}\text{C}$ elastic scattering carried out by us at ${}^{16}\text{O}$ energy 281 MeV and analysis of the literary data at 300 MeV led to some revision of the former classification of rainbow structures in this reaction. In view of importance of the obtained result, its confirmation was required. With this purpose we fulfilled new measurements of ${}^{16}\text{O} + {}^{12}\text{C}$ elastic scattering cross sections at the ${}^{16}\text{O}$ energy 330 MeV. The rainbow structures similar to those seen at 281 and 300 MeV were observed. The obtained result confirms the conclusion that the real potential describing ${}^{16}\text{O} + {}^{12}\text{C}$ scattering really is deeper than it was thought before. It demonstrated once more the importance of getting large angles data in light heavy-ion elastic scattering measurements.

SYSTEMATICS OF THE ISOSPIN COMPONENTS FOR PHOTOABSORPTION CROSS SECTIONS

M.A. Yolkin, B.S. Ishkhanov, I.M. Kapitonov, E.I. Lileeva, E.V. Shirokov D.V.Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University

Photoabsorption cross section $\sigma(E)$ of nonconjugate ($N \neq Z$) nucleus in giant dipole resonance (GDR) region has two energy splitted isospin components $\sigma_{<}(E)$ and $\sigma_{>}(E)$ that is $\sigma(E) = \sigma_{<}(E) + \sigma_{>}(E)$, where $\sigma_{<}(E)$ is the component with isospin $T_{<} = T_0 = (N - Z)/2$, and $\sigma_{>}(E)$ is one with isospin $T_{>} = T_0 + 1$. Isospin components of the GDR are known only for some nuclei. We have created most complete systematics of the isospin components. It consists of isospin components of photoabsorption cross sections for 24 nonconjugate nuclei with mass number from 13 to 65 (13,14 C, 15 N, 17,18 O, 25,26 Mg, 29,30 Si, 19 F, 23 Na, 27 Al, 34 S, 40 Ar, 42,44,48 Ca, 46,48 Ti, 52 Cr, 58,60 Ni, and 63,65 Cu). Excitation energy for these components is up to 40 MeV.

PROCEDURE FOR REMOVING OF THE GIANT DIPOLE RESONANCE ISOSPIN SPLITTING AS A TEST OF ROLE OF THIS SPLITTING IN FORMING OF THE RESONANCE WIDTH

M.A. Yolkin, B.S. Ishkhanov, I.M. Kapitonov, E.I. Lileeva, E.V. Shirokov D.V.Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University

In the our thesis "Systematics of the isospin components for photoabsorption cross sections" we report about creating of the most complete systematics of the isospin components. Knowing of this components allow us to establish a role of isospin in forming of the giant dipole resonance (GDR) width using a procedure for removing of the GDR isospin splitting. The removing means that we move together the isospin components along energy scale up to their coinciding. As a result the GDR narrows at the most and this new more narrow width of the GDR is now formed by other (non isospin) factors, for example, by difference of nuclear shape from sphere.

FINDING THE KEY CONSTANT IN FORMULA FOR MAGNITUDE OF ISOSPIN SPLITTING OF THE GIANT DIPOLE RESONANCE

M.A. Yolkin, B.S. Ishkhanov, I.M. Kapitonov, E.I. Lileeva, I.V. Makarenko, E.V. Shirokov D.V.Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University

Using a systematics of isospin components for photoabsorption cross sections and a procedure for removing of the giant dipole resonance (GDR) isospin splitting we have found the key constant U in the formula for magnitude of the GDR isospin splitting

$$\Delta \dot{A} = \dot{A}_{>} - \dot{A}_{<} = \frac{U}{A} (T_{0} + 1),$$

where T_0 – isospin of the nuclear ground state, and A – mass number. To the left part of this formula we substituted ΔE established by the procedure for removing the GDR isospin splitting, and then we found the constant U.

By averaging of data for 22 nonconjugate nuclei we have found $U = 64 \pm 10$ MeV.

ON SEMI-MICROSCOPIC DESCRIPTION OF PHOTOABSORPTION AND PARTIAL PHOTONUCLEON REACTIONS ACCOMPANIED BY EXCITATION OF THE GDR

M.L. Gorelik, M.H. Urin Moscow Engineering Physics Institute (State University)

A modern version of the semi-microscopic approach is applied to describe photoabsorption and partial (direct + semi-direct) photonucleon reactions accompanied by excitation of the giant dipole resonance. Calculation results obtained for the target nuclei ⁸⁹Y, ¹⁴⁰Ce μ ²⁰⁸Pb are compared with available experimental data.

NEW OPPORTUNITIES FOR N*'s STUDIES IN ANALYSIS OF POLARIZATION OBSERVABLES IN DOUBLE PION PHOTOPRODUCTION

V. Burkert², A.A. Boluchevskii¹, B.S. Ishkhanov¹, V.I. Mokeev^{1,2}, M. Anghinolfi³, M. Battaglieri³, R.De Vita³, E.N. Golovach¹, L. Elouadrhiri², E. Isupov¹, N. Markov¹, G. Ricco^{3,4}, M. Ripani¹, M. Taiuti⁴, G.V. Fedotov¹, N. Shvedunov¹ ¹ Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics ² Jefferson Laboratory, USA ³ Istituto Nazionale di Fisica Nucleare (sez. di Genova), Italy ⁴ Universita' di Genova, Italy

We report further development of JLAB-MSU-INFN model for description of polarization observables in double pion production by real and virtual photons. Single beam and double beam –target asymmetries for double charge pion electro production were evaluated in kinematics range, covered by CLAS experiments. N* and background parameters in reaction model were fitted to the CLAS data. A detailed studies of N* manifestation in measured polarization asymmetries were performed.

We found:

-data on double beam-target asymmetry are essential to determine the contributions of 1/2 and 3/2 helicity components in the total N* photoexcitation strength. Combined analysis of unpolarized cross-sections and beam-target asymmetries will increase substantially reliability of extracted N* photocouplings

-data on single beam asymmetry offer a way to determine longitudinal N* photocouplings. For the most part of nucleon excitation longitudinal photocouplings will be extracted for the first time.

Developed approach was adopted as a main tool for physical analysis of recent CLAS data on double pion photo- and electro- production with a goal to determine N* photocouplings.

THE ${}^{12}C(\gamma,n)^{3}He2\alpha$ REACTION AT INTERMEDIATE AREA ENERGY

S.N. Afanas'iev, A.F. Khodyachikh National Science Center "Kharkov Institute Of Physics and Technology", Kharkov, Ukraine

Absolute total and differential cross-sections $(\gamma, n^3 \text{He}2\alpha)$ on ¹²C nucleus have been measured at energy up to 150 MeV using a diffusion chamber placed in a magnetic field. It was found that the reaction is two-particle one in the first stage with high–excited states of ¹¹C formation. In the second stage the ¹¹C nucleus sequentially decays through low–excited states of ⁸Be and ⁷Be nuclei. The experimental results were analyzed in frameworks of the two-nucleon photoabsorption model when meson-exchange currents were taken into account.

ELECTRON SCATTERING IN ⁵⁴Fe AND ⁵⁶Fe IN EXCITATION ENERGY RANGE OF GIANT RESONANCES

V.M. Khvastunov, V.V. Denyak, Yu.N. Ranyuk National Science Center "Kharkov Institute of Physics and Technology", Ukraine

Investigation of electroexcitation of electric giant multipole resonances in nucleus ⁵⁴Fe and ⁵⁶Fe is carried out. Spectra of inelastic electron scattering have measured for momentum transfers up to 1.7 fm⁻¹ and for excitation energy up to 150 MeV. That has enabled to investigate quasi – elastic peak and resonances with multipolarity down to *E5*. The reduced probabilities and energy of excitation for giant resonances of multipolarity *E1* to *E5* has been obtained. The added giant quadrupole resonances at the energy $51A^{-1/3}$ MeV have been discovered in this two nuclei.

INVESTIGATION OF ${}^{7}Li(d,\gamma)^{9}Be$ REACTION AT LOW ENERGIES

N.A. Burkova, K.A. Zhaksybekova, M.A. Zhusupov Al-Farabi Kazakh National University, Almaty

Calculations of ⁷Li(d, γ)⁹Be reaction done with 2an- wave function of ⁹Be show that the resonance in cross section at $E_d = 360$ KeV may be of potential origin. The angular dependence of cross section at $E_d=6$ MeV demonstrates strong *E1*- and *E2*-multipole interference. Enhancement of *E2*-transitions is coming due to resonance behavior of ⁷Lid -scattering g-wave same as observed in photodisintegration ⁹Be(γ ,d)⁷Li process.

MECHANISM OF THE DYNAMICAL NUCLEAR FISSION INDUCED BY RELATIVISTIC PROTONS

Yu.A. Chestnov

Petersburg Nuclear Physics Institute, Russian Academy of Sciences Gatchina, Russia

A sum of two normal distributions is found to be enough for the approximation of any up to now measured angular correlation spectrum of coincident fission fragments of heavy nuclei at the incident proton energy 140 MeV $\leq E_p \leq$ 1000 MeV [1–3] with accuracy within a few per cent. The mean angles and standard deviations of the partial distributions differ from each other $2\div3$ times and depend from the proton energy rather smooth. This allows interpolating of the experimental angular correlation spectra [1, 3] in the foregoing energy range. The corresponding energy dependences of the total fission cross sections of 232 Th [3] and 238 U [4] nuclei in this range are found to be approximated by a sum of two exponential decay functions of the first order: the decreasing one from $E_p \approx 50 \text{ MeV}$ and the increasing one from $\approx 100 \text{ MeV}$ to 1 GeV. The latter events are distinguished by lesser deviations from the exact oppositely directions of complementary fission fragments emission. They dominate in the fission of ¹⁸⁴W nuclei by 1 GeV protons ($\approx 83\%$ of the total fission cross section). The quasi-elastic incident proton scattering on a small angle and a double-nucleons absorption of a produced π -meson are discussed as the fast stages of interactions, resulting in the partial normal angular correlation spectrum with lesser deviations from the exact oppositely directions of the

complementary fission fragments. It seems in the both cases to dominate the dynamical one-step fission, in that the residual nucleus deformation arises from directional nucleon flows at the fast stage of the interaction.

- 1. A.A.Kotov et al. // Yad. Fiz. 1974. V.19. P.756.
- 2. F.D.Becchetti et al. // Phys. Rev. C. 1983. V.28. P.276.
- 3. F.Saint-Laurent et al. // Nucl. Phys. A. 1984. V.422. P.307.
- 4. A.I.Chtchetkovski et al. // Physica Scripta. 2003. V.T104. P.101.

THE RESONANCE-LIKE STRUCTURE OBSERVED IN ²²Ne(p,γ)²³Na REACTION

A.S. Kachan, I.S. Kovtunenko, I.V. Kurguz, V.M. Mischenko, R.P. Slabospitsky National Scientific Center "Kharkov Institute of Physics and Technology", Ukraine

Gamma-decay of the resonance-like structure observed in the ${}^{22}\text{Ne}(p,\gamma){}^{23}\text{Na}$ reaction in the energy range $E_p=0.8-2.5$ MeV of accelerated proton was studied. The *M1*-resonance built on the ground state and on the 440 keV state of ${}^{23}\text{Na}$ is identified. The position and total strengths of the *M1*-resonance in ${}^{23}\text{Na}$ is explained due to pairing forces and transitions of valence nucleons.

PARTIAL CROSS-SECTIONS OF REACTION ⁶⁶Zn(p, y_i)⁶⁷Ga

B.A. Nemashkalo, K.V. Shebeko, S.N. Utenkov

National Scientific Center "Kharkov Institute of Physics and Technology", Ukraine

We investigated (p,γ_i) reactions on ⁶⁶Zn at proton energies $E_p=1.5-3.0$ MeV by means of average resonances method. Partial cross-section (p,γ_i) reaction in ⁶⁶Zn was measured. Analysis of partial cross-sections on the basis of a statistical model, under fixed parameters of the optical potential was carried out.

NEW LOW ENERGY MEASUREMENTS AND CALCULATION OF CROSS SECTION (p,γ) OF REACTIONS ON ¹²C, ¹⁴N, ¹⁶O NUCLEI

N.T. Burtebayev, D. Zazulin, E.T. Ibrayeva, Sh.Sh. Sagindykov Institute of Nuclear Physics of National Nuclear Center of the Republic of Kazakhstan

The measurements of differential cross sections of nuclear reactions ${}^{14}N(p,\gamma){}^{15}O$, ${}^{12}C(p,\gamma){}^{13}N$ and ${}^{16}O(p,\gamma){}^{17}F$ at energy from 300 keV to 1.0 MeV in the wide angle range have been carried out.

The calculation of differential section of radiative capture using NN and cluster folding potentials allowed to describe correctly the available experimental data. The astrophysical *S*-factor of reactions has been calculated. Extrapolation of astrophysical *S*-factor into zero energy has been carried out. The averaged velocities of reactions have been calculated.

INVESTIGATION OF CROSS-SECTIONS FOR THE FORMATION OF RESIDUAL NUCLEI ($T_{1/2} \ge 100$ DAYS) IN REACTIONS INDUCED BY 660 MeV PROTONS INTERACTING WITH ²³⁸U TARGET

J. Adam^{1,2}, K. Katovski^{1,3}, R. Michel⁴, A. Balabekyan^{1,5}, V.G. Kalinnikov¹, V.S. Pronskikh¹, A.A. Solnyshkin¹, V.I. Stegailov¹, V.M. Tsoupko-Sitnikov¹ ¹ Joint Institute for Nuclear Research, Dubna near Moscow, Russian Federation ² Czech Academy of Science, Nuclear Physics Institute, IIIeħ near Prague, Czech Republic

³ Czech Technical University, Department of Nuclear Reactors, Prague, Czech Republic

⁴ Center for Radiation Protection and Radioecology, University Hannover, Germany

⁵ Yerevan State University, Armenia

Thin natural uranium targets were irradiated by proton beam with energy 660 MeV at Phasotron accelerator in Joint Institute for Nuclear Research in Russia. Cross-sections for the formation of residual Dubna. nuclei ^{nat} $U(p,xpyn)^{A}_{Z}$ Res are determined by methods of γ -spectroscopy. On 18.9% efficiency HPGe were measured 58 γ -spectra during the period of 2 years. Measurements real time was increased from initially used 85 minutes to 14 days. $(T_{1/2} > 100 \text{ days}),$ Until now. 81 long-lived 121 intermediate-lived (1 day $< T_{1/2} < 100$ days), and 224 short-lived ($T_{1/2} < 1$ day) isotopes (44 from all of them are in meta-stable state) were observed, and a lot of unanalyzed lines yet remain left. Final results of 42 long-lived isotopes and cross-section higher limits for next 25 are presented in this paper. The numerical results of σ of intermediate and shorter-lived isotopes are revealed now. This new data will be compared with theoretical simulations using nuclear cascade and high-energy codes.

APPLICATION OF DISPERSION APPROACH TO CONSTRUCTING EFFECTIVE POTENTIALS FOR nα-, pα-, ³Heα-AND p³He -SCATTERING

L.D. Blokhintsev¹, A.N. Safronov¹, A.A. Safronov² ¹ Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University ² Moscow State Institute of Radioengineering, Electronics and Automation

The analytical method of constructing effective interaction operators in nuclear reaction theory is applied to calculate the energy dependence of the *S* wave partial phase shifts of $n\alpha$ -, $p\alpha$ -, ${}^{3}\text{He}\alpha$ - and $p^{3}\text{He}$ -scattering. The method is based on taking account of the discontinuities of partial-wave amplitudes on dynamical cuts. The effective potentials thus constructed automatically generate the required dynamical cuts.

THE ANALYTICAL APPROACH TO CONSTRUCTING EFFECTIVE POTENTIALS BETWEEN COMPLEXES OF STRONGLY INTERACTING PARTICLES WITH ACCOUNT OF COULOMB EFFECTS AND THE APPLICATION OF THIS APPROACH TO pd SCATTERING

L.D. Blokhintsev¹, A.N. Safronov¹, A.A. Safronov² ¹ Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University ² Moscow State Institute of Radioengineering, Electronics and Automation

The method of constructing effective interaction potentials between composite systems suggested by the authors earlier is generalized to include the Coulomb interaction, which radically changes the analytical structure of the S matrix. After isolating the Coulomb singularities, the integral equation with the compact kernel is obtained for the Coulomb-nuclear scattering amplitude. The method is applied to calculate the S wave pd scattering amplitudes as well as the parameters of the bound and resonance states.

QUASIFREE INTERACTION MECHANISM IN KNOCK-OUT REACTIONS ON LIGHT NUCLEI

A.V. Golovin, I.I. Loshchakov St.-Petersburg State Polytechnical University, Russia

The mechanism of knock-out reactions on 1*p*-nuclei at medium energies was studied. The theoretical analysis was carried out in frame of distorted wave *t*-matrix approximation. It is shown that quasifree interaction takes main place, The calculation results point to significant role of the nonlocality of the quasifree interaction and the necessary of the account of the interaction in final channel.

DESCRIPTION OF THE NUCLEON-NUCLEON SCATTERING IN THE 0-6 GEV RANGE IN THE RELATIVISTIC QUASIPOTENTIAL OPTICAL MODEL BASED ON MOSCOW POTENTIAL

V.A. Knyr¹, V.G. Neudatchin², N.A. Khokhlov¹, ¹Khabarovsk State University of Technology, Khabarovsk, Russia ²D.V. Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Moscow, Russia

In frames of the relativistic quasipotential optical model the high quality nucleon-nucleon potential is constructed. This potential is constructed using Marchenko theory of the inverse problem in quantum scattering. The potential describes equally good the nucleon-nucleon phase shift analysis up to 6 GeV and the deuteron properties.

TOTAL REACTION CROSS SECTIONS FOR DEUTERONS IN A POTENTIAL THREE BODY MODEL

V.E. Pafomov, V.A. Sergeev Institute for Nuclear Research of Russian Academy of Sciences, Moscow

A potential three body model is used to study reactions induced by deuterons and two body halo nuclei. The total reaction cross section including both noneikonal and nonadiabatic corrections is expressed in terms of the *S* matrices for constituent-target systems. Reactions cross sections for 40 to 200 MeV deuterons on targets from ¹²C to ²⁰⁸Pb are calculated with microscopic *NA*_Tpotentials. Noneikonal and nonadiabatic corrections are comparable and must be treated on equal footing.
THEORETICAL MODELS OF THREE-PARTICLES NUCLEAR REACTIONS

L.M. Lazarev

RFNC-VNIIEF, Russia, Sarov, Nizhni-Novgorod region

The summed results of the model calculation of the nuclear reactions $A+a\rightarrow 1+2+3$ are presented.

MULTISTEP PROCESSES WITH DELAY IN THE REACTION ${}^{10}B(d,p_1){}^{11}B(1/2^-)$

L.I. Galanina, N.S. Zelenskaya, V.M. Lebedev, N.V. Orlova, A.V. Spassky Scobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Russia

The results of ${}^{10}B(d,p_1){}^{11}B(1/2^-, 2.125 \text{ MeV})$ reaction mechanism analysis are presented at $E_d = 15.3 \text{ MeV}$. The reaction characteristics are obtained by the summation of exchange pole mechanism and mechanism for tetragonal diagram with the time-delay action.

THE MANIFESTATION OF MULTISTEP PROCESSES TAKING INTO ACCOUNT DELAY IN THE ¹⁰B(d,p)¹¹B AT $E_d = 15.3$ MeV

L.I. Galanina, N.S. Zelenskaya, V.M. Lebedev, N.V. Orlova, A.V. Spassky, O.V. Serikov Scobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow State University, Russia

The results of ${}^{10}B(d,p_0){}^{11}B(3/2^-, \text{ ground})$ and ${}^{10}B(d,p_2\gamma){}^{11}B(5/2^-, 4.445 \text{ MeV})$ reactions mechanism analysis are presented at $E_d = 15.3 \text{ MeV}$. The experimental results are compared with calculations incorporating the nucleon transfer mechanism by coupled - channel method and mechanism for tetragonal diagram with the time-delay action. The reaction characteristics where obtained by the summation of these mechanisms. It was shown that the time-delayed mechanism is essential in these reactions, and correlation characteristics are a sensitive instrument in analysis of nuclei structure.

SIMPLIFIED METOD FOR CALCULATION OF AMPLITUDES OF THE MECHANISMS WHICH ARE TAKING INTO ACCOUNT DELAY

L.I. Galanina, N.S. Zelenskaja

Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University

For realization of the delay mechanisms it is nessesary the great difference ΔE of virtual particles c_1 and c_2 . If the great values ΔE is reached due to hight values of bound energy in tops of the diagram it is possible in matrix element to neglect the dependence of wave function from ΔE^* and to execute the sum on E^*_r and J_r analytically

ROLE OF VARIOUS MECHANISMS IN FORMATION OF A NUCLEUS ¹²C IN REACTION ¹³C(³He, α)¹²C

L.I. Galanina¹, N.S. Zelenskaja¹, A.K. Morzabaev² ¹ Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University ² Europe-Asia National University L.N.Gumileva, Kazakhstan

The contributions of various mechanisms to formation of a final nucleus ¹²C from the reaction ¹³C(³He, α)¹²C were estimated. It is shown that for the correct description of experiment in all an angular range it is necessary to take into account both the pole mechanisms (strip and heavy exhange) and multi-step mechanism with the interaction delay.

THE CONTRIBUTION OF SPIN-ORBIT INTERACTION TO SCATTERING OF PROTONS ON ⁷LI NUCLEUS

M.A. Zhusupov¹, E.T. Ibraeva, B. Prmantaeva² Institute of Nuclear Physics of National Nuclear Center of the Republic of Kazakhstan ¹Al-Farabi Kazakh National University ²Gumilyov Eurasian State University

Within the framework of the Glauber multiple scattering theory, differential cross sections and analyzing power of proton scattering on the ground and two excited states of ⁷Li nucleus have been calculated. Wave functions of ⁷Li nucleus have been taken in the oscillator and cluster α t-model.

THE CALCULATION OF ELASTIC SCATTERING OF PROTONS ON ⁶He NUCLEUS IN INVERSE KINEMATICS

M.A. Zhusupov¹, A.Yu. Zaykin¹, E.T. Ibraeva

Institute of Nuclear Physics of National Nuclear Center of the Republic of Kazakhstan ¹Al-Farabi Kazakh National University

Within the framework of the Glauber multiple scattering theory, differential cross section of elastic proton scattering on ⁶He nucleus have been calculated. Wave functions of ⁷Li nucleus have been taken in the oscillator and 3-body cluster *cnn*-model. The differential cross section calculated with used cluster wave function describes experimental data better than with oscillator one.

ASYMPTOTIC NORMALIZATION COEFFICIENTS FOR MIRROR NUCLEI ²⁷Al, ²⁷Si AND NUCLEUS ²⁸Si

S.V. Artemov, E.A. Zaparov, G.K. Nie Institute of Nuclear physics, Uzbekistan Academy of Sciences, Tashkent

Values of asymptotic normalization coefficients (ANC) have been obtained from analysis of reactions (³He,d) and (*d*,*t*) by the method combining DWBA and dispersion theory for nuclear configurations ${}^{27}\text{Al} \rightarrow {}^{26}\text{Mg} + p$, ${}^{27}\text{Al} \rightarrow {}^{26}\text{Al} + n$, ${}^{28}\text{Si} \rightarrow {}^{27}\text{Al} + p$, ${}^{28}\text{Si} \rightarrow {}^{27}\text{Si} + n$. Spectroscopic factors have been calculated from empirical values of ANC with using the value of asymptotic normalization coefficients of single particle bound state function obtained in frame of EPN method.

ASYMPTOTIC NORMALIZATION COEFFICIENTS OF PROTON BOUND STATE FUNCTIONS FOR A FEW FIRST LEVELS OF NUCLEI ¹⁴N AND ²⁰Ne FROM ¹³C(³He,d)¹⁴N AND ¹⁹F(³He,d)²⁰Ne REACTIONS

S.V. Artemov, E.A. Zaparov, G.K. Nie Institute of Nuclear Physics, Uzbekistan Academy of Sciences, Tashkent

The differential cross sections of the reactions ${}^{19}F({}^{3}He,d){}^{20}Ne$ and ${}^{13}C({}^{3}He,d){}^{14}N$ have been analysed to obtain empirical values of nuclear vertex

constants for virtual proton separation. Values of shell model asymptotic normalization coefficients of radial overlapping function of the ${}^{14}N \rightarrow {}^{13}C+p \mu$ ${}^{20}Ne \rightarrow {}^{19}F+p$ configurations for few first levels have been calculated with using the spectroscopic factors known from literature and asymptotic coefficients of bound state functions obtained by EPN method.

SCATTERING MATRIX FOR ${}^{16}O + {}^{12}C \text{ AT}$ $E({}^{16}O)=230-281 \text{ MeV}$

V.Yu. Korda, A.S. Molev

STC of Electrophysics, National Academy of Sciences of Ukraine, Kharkov, Ukraine

Numerical dependencies of the *S*-matrix modulus and nuclear phase shift on angular momentum are extracted from the differential cross sections for elastic ${}^{16}\text{O}-{}^{12}\text{C}$ -scattering at $E({}^{16}\text{O})=230-281$ MeV with help of the fitting procedure based on the evolutionary algorithm. It is shown that these characteristics are smooth monotonic functions in the angular momentum space.

INFLUENCE OF INTRANUCLEAR MOVEMENT OF NUCLEONS ON "SHADOWING EFFECT" OF PHOTOABSORPTION AT INTERMEDIATE ENERGIES

V.P. Zavarzina, A.V. Stepanov Institute for Nuclear Research, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The influence of intranuclear movement of nucleons on the "shadowing effect" of photoabsorption due to conversion γ - quantum into vector meson in nuclear matter is analyzed within the framework of the method of time correlation functions developed by the authors. It is shown, that taking into account the movement of nucleons in nuclear matter (the kinematic factor), the shift of position of resonant energy of ρ –meson appears same order of value, as well as the change of meson mass owing to interaction of meson with nucleons of a nucleus (the dynamic factor).

T- ODD ASYMMETRIES FOR TERNARY FISSION OF NUCLEI ACOMPANIED WITH FLYING OF THIRD PARICLES WITH NONZERO SPINS

V.E. Bunakov¹, S.G. Kadmensky², L.V. Rodionova² ¹Saint-Petersburg Institute of Nuclear physics ²Voronezh state university

The explanation of experimental characteristics of *T*-odd asymmetry and estimation of it's value have been carried out with taking into account Coriolis interaction of orbital moment l_3 of the third particle having nonzero spin J_3 with spin J of fissioning nucleus. It has been shown that the Coriolis interaction between l_3 and J lead to *T*-odd asymmetry appearance. The coefficients of *T*-odd asymmetry increase with increase of third particle charge and mass. This conclusion is in agreement with experimental fact that *T*-odd asymmetry coefficient for α -particle has larger value than analogous coefficient for triton.

TRANSITIONAL FISSION STATES AND ANGULAR DISTRIBUTIONS OF FRAGMENTS FOR LOW-ENERGY PHOTOFISSION OF NUCLEI

S.G. Kadmensky, L.V. Rodionova Voronezh state university

On the base of quantum mechanical fission theory [1] the analysis of angular distributions of fragments for deep underthreshold photofission has been carried out using the results [2] and taking into account transitional fission states (J, K) = (1,0), (2,0) and (1,1). Values $\Gamma_f(11)/\Gamma_f(10)$ have been calculated applying experimental angular distributions of photofission fragments for ²³² Th, ²³⁴⁻²³⁶⁻²³⁸ U, ²³⁸⁻²⁴⁰⁻²⁴² Pu in the γ -quanta energy region up to 10 MeV. These values are in agreement with the values of maximal relative angular moment l_m of fission fragments $l_m \approx 30$.

- 1. S.G.Kadmensky // Phys. At. Nucl. 2002. V.65. P.1390.
- 2. S.G.Kadmensky, L.V.Rodionova // Phys. At. Nucl. 2003. V.66. P.1.

ANGULAR DISTRIBUTIONS OF FRAGMENTS FOR SPONTANIOUS FISSION OF ORIENTED NUCLEI

S.G. Kadmensky, L.V. Rodionova Voronezh state university

Deviations of fission fragments angular distributions from O. Bohr's formula predictions for spontaneous fission of oriented by strong magnetic fields at superlow temperatures nuclei ²⁵⁵Es and ²⁵⁵Fm have been investigated. It has been shown that the ratios of angular distribution for maximal relative orbital momentum of fragments $l_m = 30$ to angular distribution for O. Bohr's formula with $l_m \rightarrow \infty$ for angle 90° are distinctly differ from unity. Therefore it is possible to find out values of l_m if the statistical accuracy of measurements in planning experiments will be much enough.

DEEP UNDERBARRIER TWO-PROTON DECAY OF SPHERICAL NUCLEI

S.G. Kadmensky, Yu.V. Ivankov Voronezh State University

On the base of methods describing deep underbarrier one-proton decays of spherical and deformed nuclei the integral formula for amplitude of the partial width of deep underbarrier two-proton decay has been constructed using results of quantum theory of ternary fission. The nuclear potential of interaction between two proton in vacuum has been taking into account in this formula that allow to take into account the contribution of diproton decay mechanism.

TWO-PROTON DECAY OF SPHERICAL NUCLEI IN THE DIAGONAL APPROXIMATION

S.G. Kadmensky, K.S. Ryback Voronezh State University

The diagonal approximation used earlier for the description of alpha- and proton-decays of nuclei corresponds to the favored transition in the case of twoproton decay. At that transition the state of the daughter nucleus with the structure that practically coincides with the structure of nuclear core (A-2, Z-2) of the parent nucleus (A, Z) is populated. In this approximation in the framework of the superfluid model of nucleus the effective wave function of two-separated protons, which forms the cooper pair with equal zero spin and positive parity, has been constructed. It has been shown that predominant contribution of the state with equal to zero total spin and total orbital momentum of two-proton to the wave function is a result of the superfluid correlations coherence. In the diagonal approximation many-particle potentials of interaction between two protons and daughter nucleus are reduced to real parts of corresponding optical potentials. The operation of these potentials doesn't change total spin and total orbital momentum of two protons because of their scalarity. The results obtained in diagonal approximation allow to reduce manyparticle problem to three-particle.

DESCRIPTION OF THE SPHERICAL AND DEFORMED NUCLEI FUSION BY COUPLED CHANNELS METHOD

V.V. Samarin

Cheboksarsky Cooperative Institute of MUCC, Cheboksary, Russia

Interpretation of near-barrier fusion dynamics and fine structure of distribution barrier function is established. The joint count of vibration and rotation channels is made.

DESCRIPTION OF NEUTRON TRANSFERS AT HEAVY NUCLEI FUSION REACTIONS BASED ON TIME DEPENDED SHRODINGER'S EQUATION

V.V. Samarin

Cheboksarsky Cooperative Institute of MCCU, Cheboksary, Russia

The three-dimensional time-depended quantum models are applied for investigations of neutron transfers mechanisms at fusion reactions ${}^{40}Ca+{}^{96}Zr$, ${}^{18}O+{}^{58}Ni$, ${}^{16}O+{}^{60}Ni$. The difference between fusion cross sections of reactions ${}^{40}Ca+{}^{48}Ca$ and ${}^{48}Ca+{}^{48}Ca$ is explained qualitatively.

INTERACTION OF ⁴He – PARTICLES WITH STABLE NUCLEI AND EFFECTIVE NUCLEON-NUCLEON FORCES

K.A. Kuterbekov¹, T.K. Zholdybayev¹, Yu.E. Penionzhkevich², I.N. Kukhtina², A. Muchamedzhan¹ ¹Institute of Nuclear Physics NNC RK, Almaty, Kazakhstan ²Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

The influence of the density-dependent factors on the folding potentials for 4 He –particles interacting with a stable nucleus (*A*=12-208) at low and medium energies is studied.

REFRACTION EFFECTS IN INELASTIC ¹⁶O+²⁸Si AND ⁴He+²⁴Mg SCATTERING AND POLES OF *S*-MATRIX

A.V. Kuznichenko¹, G.M. Onyshchenko¹, V.V. Pilipenko², N. Burtebaev³ ¹ Kharkov National University by V.N.Karazin, Ukraine ² NSC "Kharkov Institute of Physics and Technology", Ukraine ³ Institute of Nuclear Physics, Almaty, Republic Kazakhstan

The analysis of elastic and inelastic scattering of ¹⁶O on ²⁸Si at 32.75, 33.17, 33.89 and 41.17 MeV and of 4He on ²⁴Mg at 50, 54, 66, 104 and 119 MeV have been carried out on the basis of the *S*-matrix model with taking account of individualized Regge poles. The important role of the Regge poles in forming refraction effects observed at large scattering angles at energies below the critical energy of nuclear rainbow has been established.

DESCRIPTION OF NUCLEON-NUCLEUS SCATTERING ON THE BASIS OF SEMIMICROSCOPIC OPTICAL POTENTIAL

V.I. Kuprikov¹, V.V. Pilipenko¹, A.P. Soznik² ¹NSC "Kharkov Institute of Physics and Technology", Kharkov, Ukraine ²Academy of Fire Safety of Ukraine, Kharkov, Ukraine

The nucleon scattering on even-even nuclei has been studied on the basis of microscopic optical potentials obtained from calculations with effective densitydependent nucleon-nucleon interaction of Skyrme type and taking account of the rearrangement potential. Calculations have been performed for volume integrals and rms radii of nucleon-nucleus optical potentials, for energy dependencies of total reaction cross sections of neutron- and proton-nucleus scattering and for differential cross sections of the elastic neutron scattering at several energy values on various target nuclei. The calculated quantities are compared with corresponding experimental data.

THE NONEXPONENTIAL DECAY ^{125m}Te

S.K. Godovikov

Institute of nuclear physics, Moscow state university, Russia

The equation of the nonexponential decay for ^{125m}Te was found. This effect is determined by the presence of many self-decay products in the vicinity of the emitting nucleus.

LEPTON CHARGE AND (ANTI)NEUTRINO HELICITY III. *l*- NON-CONSERVATION AS MECHANISM OF INTERCONVERSIONS OF NEUTRAL LEPTONS

Yu.I. Romanov

Moscow State University of design and technology

Processes involving leptons of the first two generations are investigated within different concepts of the conserved lepton charge. Interconversions of neutral leptons, which are forbidden by the different lepton charge conservation schemes, are considered.

SPIN EFFECTS AS TESTS FOR MODELS OF (ANTI)NEUTRINO-ELECTRON SCATTERING

Yu.I. Romanov

Moscow State University of design and technology

Expressions describing the y- distributions of longitudinally polarized recoil electrons in scattering of neutral leptons by a polarized electron target are derived and analyzed on the basis of the standard electro weak model and the low-energy (V - A)- mechanism for diagonal lepton processes.

³He(e,v)T AND T(p,γ) REACTIONS AS A NEW POSSIBLE VERSION OF SOLAR NEUTRINOS DEFICIT

B.G. Novatsky

RRC "Kurchatov institute", Moscow

The ³He(e,v)T and T(p, γ) capture reactions (which are competed with usual channel ³He(³He, α) of *pp*I cycle) are considered assuming that electros have in part non-thermal distribution in the solar core. As a consequence the tritium life in the Sun core may be ~ 1 c.

SEARCH FOR *PT*-VIOLATION EFFECT IN αγ-CASCADES

D. Kurgalin, I.S. Okunev, T.V. Chuvillskaya, Yu.M. Tchuvil'sky Voronezh State University, Russia

The possibility to use the sequential $\alpha\gamma$ -cascade (linear polarization must be measured) for search for the effect of *PT*-noninvariance is studied. The scheme turns out to be one of the most promising.

NEUTRONS AND NUCLEOGENESIS AT EARLY STAGE OF THE UNIVERSE EVOLUTION

N. Takibayev, G. Spanova KNPU, Almaty, Kazakhstan

At the early stage of the Universe evolution, when photons and neutrinos are no longer able to prevent nucleosynthesis, the key role is given to neutron component of matter. Thermodynamic description of nucleon matter can be carried out in the same way as the "ionization equilibrium" of atomic plasma. Calculations lead to the following conclusions: senior isotope concentrations are drastic increasing in every isotope group; a great number of tritons can be a reason of abundance of ³He at the present; senior isotopes' Li concentrations can contribute in solving the issue of Be primordial abundance.

Free neutrons disappear in energetic flame of these reactions not using even a quarter of their own lifetime. Further the Universe matter has been evolving smoothly without them.

SINGLE-QUANTUM ANNIHILATION OF POSITRONS WITH INTERNAL ATOMIC SHELLS ELECTRONS

A.P. Shumeiko, V.A. Rabotkin Voronezh State University

Relative probability of the single-quantum annihilation resulting ²²Na betadecays at golden targets was studied experimenatally in this work. The ratio $P_{\gamma}/P_{\gamma\gamma}$ insignificantly depends on the target thickness and it was equal to $(7\pm3)\cdot10^{-4}$.

POSSIBILITIES OF SYNTEZ OF ANTIMATTER AND ITS APPLICATION

E.P. Svetlov-Prokop'ev Institute of Theoretical and Experimental Physics, Moscow

In the given report basic questions of both physics and chemistry of antimatter and possibility of its synthesis and application in processes "antimatter \leftrightarrow energy" in a light of modern scientific achievements in nucleonics are considered.

POSSIBILITIES OF DERIVING OF HIGH FLOWS OF POSITRONS AND THEIR APPLICATION

E.P. Svetlov-Prokop'ev Institute of Theoretical and Experimental Physics, Moscow

In paper possibilities of deriving of high flows of positrons and its application are considered.

DOUBLE SI-DETECTOR FOR REGISTRATION OF β -PARTICLES UNDER CONDITIONS OF γ -RADIATION

G.L. Bochek, A.S. Golovash, A.V. Kosinov, V.V. Kotlyar, V.I. Kulibaba, N.I. Maslov, A.A. Mazilov, S.V. Naumov, V.D. Ovchinnik NSC "Kharkov Institute of Physics and Technology", Ukraine, Kharkov

A couple of planar silicon detectors working in coincidence mode have been used for registration of charged particles under conditions of Γ -ray background. Experiments and calculations were carried out for B- particles of isotope source with maximum electrons energy 2.27 MeV.

SINGLE CHANNEL AND MULTICHANNEL PLANAR SI DETECTORS

N. Maslov

National Scientific Centre "Kharkov Institute of Physics and Technology" NSC "KhIPT", Kharkov, Ukraine

At present work, an attempt is made to consider a applications of single channel and multichannel planar Si detectors in physics experiment, in medicine and in different fields of techniques. Characteristics of the detectors at the NSC KhIPT designed are given.

WIDE-APERTURE SET-UP FOR EXPERIMENTS ON EXOTIC BEAMS

R.A. Astabatyan^{1,2}, R. Kalpakchieva², R.L. Kavalov¹, I.V. Kuznetsov², S.P. Lobastov², S.M. Lukyanov², E.R. Markaryan^{1,2}, V.A. Maslov², Yu.E. Penionzhkevich², N.K. Skobelev², Yu.G. Sobolev², V.Yu. Ugryumov² ¹Yerevan Physical Institute, Yerevan, Armenia ²Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR, Dubna, Russia

A large-aperture set-up designed for nuclear physics experiments on beams of radioactive nuclei is described. The set-up includes multiwire proportional chamber (MWPC) for measuring the beam profile or for active beam collimation, multisection calorimeter for ΔE -identification of the incident particle, MWPC for measuring reaction product angular distributions, a CsIcrystal detector and a longitudinal drift ionization chamber for identifying scattered particles and measuring their energy. The fact that correlated reaction particles can be selected against incident beam background and that the angle between correlated pairs can be measured will allow obtaining unique physics information on scattering within the angular range $\Theta_{cm} \approx (165-180)^0$ in inverse kinematics in the p(⁶He, ⁶He)p and p(⁷Li, ⁷Li)p reactions.

SUM PEAKS IN GAMMA-SPECTRA

K.Ya. Gromov, V.I. Fominykh, V.G. Chumin Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia Joint

Experimental estimations of use the sum peaks in γ -ectra for source activing measuring have been carried out.

FAST NEUTRONS MODEL SPECTRA RECONSTRUCTION

S.N. Olejnik, V.P. Bozhko, A.N. Vodin NSC "Kharkov Institute of Physics and Technology, Kharkov, Ukraine

The technique of fast neutron spectra reconstruction from measured recoil proton amplitude distributions was developed. This technique was used for fast neutron spectrometry via radiator-surface barrier Si detector device. Neutron spectra were calculated analytically by Gauss functions while response functions were simulated by Monte Carlo method. The fast neutron spectra were reconstructed in the energy region 0.1-15 MeV. Reconstruction quality in dependence of spectrometer features was obtained.

ENERGY RESOLUTION OF SEMICONDUCTOR DETECTORS WITH PIXELATED STRUCTURE

V.V. Samedov

Moscow Engineering Physics Institute (State University)

In this work the electric field distribution in pixelated structure was obtained and the improving of an energy resolution with diminution of the pixel size generally referred to as the small-pixel effect was explained.

QUASIELECTRON'S VELOCITY IN SUPERCONDUCTING DETECTORS

V.V. Samedov

Moscow Engineering Physics Institute (state university)

It is usually considered that quasielectrons from Cooper pair breaking have velocities, close to the Fermi velocity. It is shown that in BCS approximation the group velocity of a wave packet describing a quasielectron with quasimomentum about a Fermi quasimomentum, must have velocity much less the Fermi velocity. Ignorance of this circumstance results in misunderstanding of quasielectrons behavior in superconductors.

SETUP FOR MOLECULAR TRITIUM AND ITS OXIDE SELECTIVE MEASUREMENTS IN THE AIR

A.G. Babenko, B.N. Mehedov Voronezh State University

The setup for express measurements of tritium compounds in the industrial rooms air is described in this manuscript. The high effectivity of tritium detection is intended by the liquid scintillator aerosol producing in the air. Minimal tritium and its oxide concentrations detected by the setup consist of 5000 Bk/dm³ and 7 Bk/dm³ correspondingly.

EXPRESS METHOD FOR TRITIUM COMPAUNDS MEASUREMENTS

A.G. Babenko Voronezh State University

The method of selective measurement of the molecular tritium HT and its oxide HTO concentrations in room air is described in this manuscript. The method is based at the components selection by solution of HTO in a solvent which is liquid scintillator. It allows to provide the sample tailing and its measurement simultaneously. The minimal HT and HTO concentration detected by this method are 10^4 Bk/dm³ and 25 Bk/dm³ correspondingly.

UNIVERSAL COMPLEX OF THE PROGRAMS FOR HANDLING OF NUCLEAR RADIATION SPECTRA

L.P. Kabina, Yu.E. Loginov, P.A. Sushkov, S.E. Malyutenkova Petersburg Nuclear Physics Institute, Gatchina, Russia

The complex of the programs for the detail analysis of the nuclear radiation spectra of any complexity is developed. Its structure can be adapted to the concrete task of the real user. In contrast to usually used programs, the present complex provides an availability of any internal adjustments. The peak asymmetry and the background nonlinearity can be taken into account in the mathematical model of a spectrum fragment. The model parameters can be fixed any way to achieve the accuracy adequate to the experimental statistics. The described complex includes the automatic tools of the peaks searching, the regions of interest decomposition and the determination of different calibrations.

CHARGE-STATE DISTRIBUTIONS OF ACCELERATED ⁴⁸Ca IONS

N.K. Skobelev, R. Kalpakchieva, R.A. Astabatyan, J. Vincour, A.A. Kulko, S.M. Lukyanov, E.R. Markaryan, V.A. Maslov, Yu.E. Penionzhkevich, Yu.G. Sobolev, V.Yu. Ugryumov Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Moscow region, Russia

A stepped pole broad-range magnetic analyzer has been used to measure the charge-state distributions of accelerated ⁴⁸Ca ions at the two incident energies

242.8 MeV and 264.5 MeV after passing through thin carbon or gold target foils. The measured charge-state distributions and the mean equilibrium charge of the ⁴⁸Ca ions are compared with various calculations. It has been shown that the calculations can be used only for evaluation purposes.

COOPERATIVE EFFECTS IN INELASTIC SCATTERING OF SLOW NEUTRONS

A.N. Almaliev, I.V. Kopytin, M.A. Dolgopolov Voronezh State University, Russia

The process of slow neutron inelastic scattering on the diatomic molecule system in a superradiant state is theoretically investigated. It is shown that the consideration of cooperative effects reduces to an essential change of the angular distribution of scattering particles.

TRANSMUTATION OF AMERICIUM AND CURIUM ON A HIGH-CURRENT ELECTRON ACCELERATOR

N.P. Dikiy, A.N. Dovbnya, Yu.V. Lyashko, V.L. Uvarov NSC Kharkov institute of science and technology, Ukraine

The schema of transmutation high toxic 241,243 Am and 244 Cm is considered at usage of a joint irradiating gamma radiation and neutrons from the high-current accelerator of electrons. The high intensity of neutrons (1.4·10¹³ n/c) and gamma radiation at optimal geometry of an irradiating allows to realise transmutation 241 Am with a high economic efficiency.

USE OF PHOTOEXCITATION ⁸⁷Sr FOR STUDY AGE OF ROCKS

N.P. Dikiy, A.N. Dovbnya, Yu.V. Lyashko, E.P. Medvedeva, D.V. Medvedev, V.L. Uvarov, I.D. Fedorets¹, A.A. Valter², V.E. Storishko² NSC Kharkov institute of science and technology; ¹ Kharkov national university; ² Institute of applied physics NAS, Ukraine

The photoexcitation of an isomeric state ⁸⁷Sr with energy 388 keV was used for study of age of micas (lepidolite, biotite etc.) from different deposits of

Ukraine and Madagascar. The biotite of Stankovatskoe (Ukraine) contents radiogenic ⁸⁷Sr and ⁸⁷Rb, 222 and 6362 μ g/g, accordingly. It corresponds to 2.4·10⁹ years for age of rocks.

RESEARCH OF NANOPOROUS MATERIALS BY METHOD OF POSITRON ANNIHILATION SPECTROSCOPY

S.A. Gavrilov, V.I. Grafutin¹, V.V. Kalugin, O.V. Ilukhina¹, G.G. Myasishcheva¹, E.P. Svetlov-Prokop'ev¹, S.P. Timoshenkov, Yu.V. Funtikov¹ Moscow state institute of Electronics Industry (Technical university) ¹Institute of Theoretical and Experimental Physics, Moscow

The researches of nanoporous materials (for example, porous silicon) by method of positron annihilation spectroscopy are carried out. It is shown, that the analysis of annihilation spectrums allows to define average density of positron responsive places in porous silicon.

THE FACTOR OF X-RAY RADIATION HETEROGENECITY IN BIOMINERALS TOMOGRAPHY

A.G. Babenko, V.M. Vachtel, N.A. Nagibina, V.I. Dvurechensky Voronezh State University, Russia

The influence of the effect of tomograph heterogeneous radiation on characteristics of tomographical density distribution and linear attenuation constant for biominerals has been analyzed. Tomographical density values calculated in the framework of the model are in agreement with experimentally measured values.

THE INVESTIGATION OF INFLUENCE OF MAGNETIC FIELD ON DOSE DISTRIBUTION FOR BEAMS OF PHOTON'S AND ELECTRON'S IN TISSUE

A.V. Belousov, A.P. Chernyaev, S.V. Gryaznov, A.A. Kurakin, V.I. Shvedunov, S.M. Varzar Moscow State University, Foculty of Physics

We investigating the action of a magnetic field on charged particles (on secondary electrons for a photon beam). Investigations for electron beams with energies of 10 to 70 MeV in a magnetic field B=1.16 T were performed using a race-track microtron. It is shown that, in a homogeneous cross magnetic field, an additional maximum appears in the dose distribution for an electron beam, and a plateau appears in the dose distribution for a photon beam.

THE RADIATION LIKE EFFECTS UNDER ACTION OF ELECTRIC DISCHARGE

G.M. Spirov, I.M. Piskarev¹ Russian Federal Nuclear Center, Sarov ¹ Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics

It was shown some kinds of electric discharge are similar to accelerated electron beam.

THE EFFECTIVE INTERACTION OF TWO CHANNELING PARTICLES

P.M. Krassovitskiy, N.G. Takibaev Kazakh National university, Almaty, Republic of Kazakhstan

Effects of two channeling particles interaction in single crystal were studied. Calculations were done in oscillator approximation of interaction between particle and crystal. They show significant difference between interactions in crystal and vacuum.

FEATURES OF A FIELD OF A SUPERLIGHT SOURCE OF THE RADIATION MOVING ON AN INTERVAL OF A STRAIGHT LINE

F.F. Valiev

Institute of Physics, St.-Petersburg State University

Based on a model of linear current calculation B_{φ} components of an electromagnetic field was carried out. Forms of time distribution of B_{φ} components of electromagnetic field do not depend on the plane of observation. The angular dependence in the case under consideration is close to that of the Vavilov-Cherenkov radiation.

RADIATION EFFECTS IN MOS-TRANSISTORS WITH DIFFERENT GATE DIELECTRICS

V.R. Gitlin, A.V. Tararinztev, V.A. Makarenko, M.N. Levin Voronezh State University

The results of investigations of radiation effects on parameters of MOSstructures on a plate with different types of gate dielectrics are presented. It was shown the possibility of using low-energy irradiation and thermal annealing as a test for appreciating a quality of the MOS-structures in conditions of serial production of semiconductor the devices and IC.

RADIATION METHODS OF REDUCING MECHANICAL STRESS DEFORMATIONS IN THE SI-SIO₂ SYSTEM AND INCREASING THE ELECTRIC OF THE OXIDE LAYER

V.R. Gitlin, A.V. Tatarinztev, V.A. Makarenko, M.N. Levin Voronezh State University

It was shown experimentally that the spatial distribution of the internal mechanical stresses as well as the infrared spectra in the Si-SiO₂ structures change under the ionizing irradiation. The possibility of using the low-energy X-rays for decreasing mechanical stresses in the Si-SiO₂ structures and increasing of the breakdown voltages of the gate dielectric layers has been demonstrated.

γ-IMAGE DEVICE FOR MEDICAL EMISSION DIAGNOSTICS ON THE BASE OF CSJ(TL) SCINTILLATOR AND SILICON PHOTODIODE MATRIX

O.S. Frolov¹, A.A. Sadovnichij¹, R.B. Podviyanyuk³, Yu.N. Pavlenko²,

I.L. Zajtsevskij¹, I.O. Pavlenko² ¹SPA "Detector", Kyiv ²Institute for Nuclear Research, Kyiv ³Institute of microdevices, Kyiv

The operating model of γ -image scintillation device using integral matrix of silicon photodiode as photoconverter has been developed. Spatial resolution of device is 1-2 mm. The principles of image signals analysis and calculation of γ -quantum absorption point are discussed.

PREPARATION TECHNIQUE OF POSITRON SOURCE WITH ²²Na

N.A. Lebedev, D.V. Filosofov, A.F. Novgorodov, I.V. Ostrovskiy, N.A. Korolev Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia

The method of preparation of positron source with ²²Na distributed in aluminum matrix is proposed. The procedure includes irradiation of aluminum target by 80-90 MeV protons and mechanical formation of the positron source of desired shape. The main advantage of proposed technique is stability of radioactive positron source regarding different destructive impacts, such as low temperatures, vacuum. This method was used in preparation of positron source with activity 800 kBq for the LEPTA experiment.

RADIATION DAMAGE IN AUSTENITIC STEELS UNDER BOMBARDMENT BY BEAMS OF PROTONS AND DEUTERONS OF SMALL ENERGIES

I.E. Alekseev, A.E. Antropov, V.V. Lazarev St. Petersburg State University

By Mossbauer spectroscopy are investigated the austenitic steels after bombardment by beams of light ions of small energies: a) protons: energy - 6.0/5.6 and 2.5/2.0 MeV; a fluence - $\sim 10^{17}$ particles/cm²; b) deuterons: energy - 13.5/13.2 MeV; a fluence - 2.6.10¹⁶ and 1.5.10¹⁸ particles/cm².

It is determined that the bombardment of metal foils leads to a structural disordering of steels (formation of a phase α -Fe) and it is tracked by diminution of a resonant fluorescence.

MOSSBAUER SOURCE OF 125m Te WITH THE HIGH f FACTOR

A.K. Avenorov¹, I.E. Alekseev¹, S.P. Orlov² ¹ St. Petersburg State University; ² Petersburg Institute of Nuclear Physics

The Mossbauer source on a basis $Mg_3^{125m}TeO_6$ is produced; the prime plan of measuring of a resonance emission - recording of escape peak (5.7-6.0 keV) by proportional counter by Xe filling up is proposed. The temperature dependence of effect for a traditional absorber $Zn^{125}Te$ and $Mg_3^{125}TeO_6$ is gauged.

Главный редактор А.К. Власников

Компьютерная подготовка оригинал-макета *А.К. Власников*

54 МЕЖДУНАРОДНОЕ СОВЕЩАНИЕ ПО ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ И СТРУКТУРЕ АТОМНОГО ЯДРА «ЯДРО-2004»

ТЕЗИСЫ ДОКЛАДОВ 22-26 июня 2004 г. Белгород