



ims

**ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ И ПРИКЛАДНЫЕ
ПРОБЛЕМЫ СОВРЕМЕННОЙ ФИЗИКИ**

**FUNDAMENTAL AND APPLIED
PROBLEMS OF MODERN PHYSICS**

**ТРУДЫ
МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ**

**PROCEEDINGS
OF INTERNATIONAL CONFERENCE**

**АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
И ИНСТИТУТ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЯ**

**UZBEKISTAN ACADEMY OF SCIENCES
PHYSICAL-TECHNICAL INSTITUTE
AND INSTITUTE OF MATERIALS SCIENCE**

**PHYSICAL-TECHNICAL INSTITUTE
AND INSTITUTE OF MATERIALS SCIENCE**

**ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ
И ПРИКЛАДНЫЕ ПРОБЛЕМЫ
СОВРЕМЕННОЙ ФИЗИКИ**



**FUNDAMENTAL AND APPLIED
PROBLEMS OF MODERN PHYSICS**



**ТРУДЫ
МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ**



**PROCEEDINGS
OF INTERNATIONAL CONFERENCE**

19 - 21 октября

Ташкент 2023 г.

**АКАДЕМИЯ НАУК РЕСПУБЛИКИ УЗБЕКИСТАН
ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
И ИНСТИТУТ МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЯ**

Научный комитет

Юлдашев Б.С. – Акад. АН РУз, Президент АН РУз
Олимов Х.К. – Директор ФТИ АН РУз (Узбекистан)
Парпиев О.Р. – Директор ИМ АН РУз (Узбекистан)
Утамурадова Ш.Б. – Директор ИФПМ АН РУз (Узбекистан)
Серикканов А.С. – Директор ФТИ г. Алматы (Казахстан)
Zakhidov A. – Prof., University of Texas at Dallas (USA)
Syed Ismat Shah – Prof., University of Delaware (USA)
Liu Fu-Hu – Prof., Shanxi University (China)
Гуламов К.Г. – Акад. АН РУз
Захидов Р.А. – Акад. АН РУз
Муминов Р.А. – Акад. АН РУз
Мукимов К.М. – Акад. АН РУз
Мусаханов М.М. – Акад. АН РУз
Ашуров М.Х. – Акад. АН РУз

Организационный комитет

Олимов Х.К., Пред.
Парпиев О.Р., со-Пред.
Эргашев Б.А., Зам. Пред.
Садиков И.И., директор, д.т.н., проф., ИЯФ
Алимухамедов А.Х., Директор НИИВИЭ
Саидханов Н.Ш., уч. секр., д.ф-м.н., проф., ФТИ
Ачилов А.С., зам. директора, PhD, ФТИ
Ахатов Ж.С., зав. лаб., д.т.н., ФТИ
Олимов К., зав. лаб., д.ф-м.н., проф., ФТИ
Турсунов М.Н., г.н.с., д.т.н., проф., ФТИ
Саидов А.С., д.ф-м.н., проф., ФТИ
Усмонов Ш.Н., зав. лаб., д.ф-м.н., ФТИ
Байзаков Б.Б., зав. лаб., д.ф-м.н., ФТИ
Разыков Т.М., зав. лаб., д.ф-м.н., проф., ФТИ
Абдулхаев О.А., зав. лаб., PhD, ФТИ
Абдуллаев Ф., г.н.с., д.ф-м.н., проф., ФТИ
Ёдгорова Д.М., д.т.н., проф., ФТИ
Раджапов С.А., д.ф-м.н., ФТИ
Лутпуллаев С.Л., проф., ФТИ
Кучкаров К.М., г.н.с., д.ф-м.н., ФТИ
Нурматов Ш.Р., зам. дир., к.т.н., ИМ
Рахимов Р.Х., зав. лаб., д.т.н., проф., ИМ
Сулейманов С.Х., зав. лаб., к.ф-м.н., ИМ
Гуламова Д.Д., зав. лаб., д.х.н., проф., ИМ
Шерматов Ж.З., уч. секр., PhD, ИМ
Цой Э.Н., в.н.с., к.ф-м.н., ФТИ
Файзиев Ш., зав. лаб., к.т.н., ИМ
Луговой В.В., с.н.с., к.ф-м.н., ФТИ
Жураев Э.Т., секретарь, ФТИ
Худойбердиев Г., секретарь, ФТИ

**UZBEKISTAN ACADEMY OF SCIENCES
PHYSICAL-TECHNICAL INSTITUTE
AND INSTITUTE OF MATERIALS SCIENCE**

Scientific Committee

Yuldashev B.S. – Acad. of UzAS, President of UzAS
Olimov Kh.K. – Director of PhTI of UzAS (Uzbekistan)
Parpiev O.R. – Director of IMS of UzAS (Uzbekistan)
Utamuradova Sh.B. – Director of SPhMI (Uzbekistan)
Serikkanov A.S. – Director of IPhT (Kazakhstan)
Zakhidov A. – Prof., University of Texas at Dallas (USA)
Syed Ismat Shah – Prof., University of Delaware (USA)
Liu Fu-Hu – Prof., Shanxi University (China)
Gulamov K.G. – Acad. of UzAS
Zakhidov R.A. – Acad. of UzAS
Muminov R.A. – Acad. of UzAS
Mukimov K.M. – Acad. of UzAS
Musakhanov M.M. – Acad. of UzAS
Ashurov M.Kh. – Acad. of UzAS

Organizing Committee

Olimov Kh.K., Chair
Parpiev O.R., Co-Chair
Ergashev B.A., Vice-Chair
Sadykov I.I., Dir., DSc, Prof., INP
Alimukhamedov A.Kh., Dir., NIRES
Saidkhanov N.Sh., Sci. Sec., DSc, Prof., PhTI
Achilov A.S., Dep. Dir., PhD, PhTI
Akhatov J.S., Head of Lab., DSc, PhTI
Olimov K., Head of Lab., DSc, Prof., PhTI
Tursunov M.N., Chief Res., DSc, Prof., PhTI
Saidov A.S., DSc, Prof., PhTI
Usmonov Sh.N., Head of Lab., DSc, Prof., PhTI
Baizakov B.B., Head of Lab., DSc, PhTI
Razykov T.M., Head of Lab., DSc, Prof., PhTI
Abdulkhaev O.A., Head of Lab., PhD, PhTI
Abdullaev F., Chief Res., DSc, Prof., PhTI
Yodgorova D.M., Chief Res., DSc, Prof., PhTI
Radjapov S.A., Chief Res., DSc, PhTI
Lutpullaev S.L., Chief Res., DSc, Prof., PhTI
Kuchkarov K.M., Chief Res., DSc, PhTI
Nurmatov Sh.R., Dep. Dir., PhD, IMS
Rakhimov R.Kh., Head of Lab., DSc, Prof., IMS
Suleymanov S.Kh., Head of Lab., PhD, IMS
Gulamova D.D., Head of Lab., DSc, Prof., IMS
Shermatov J.Z., Dir., PhD, IMS
Tsoy E.N., Lead. Res., PhD, PhTI
Fayziev Sh., Head of Lab., PhD, IMS
Lugovoi V.V., Sen. Res., PhD, PhTI
Juraev E.T., Secretary, PhTI
Khudoyberdiev G., Secretary, PhTI

ВВЕДЕНИЕ

Физико-технический институт (ФТИ) АН РУз (г. Ташкент), основанный в 1943 г., является одним из старейших институтов Академии наук Республики Узбекистан (АН РУз). В ФТИ в разные периоды его деятельности получили развитие многие научные направления, впоследствии вошедшие в сферу основных направлений естественно-научного профиля АН РУз. Здесь были начаты исследования в области физической электроники, физики твердого тела, физики полупроводников, ядерной физики, физики высоких энергий и космических лучей, гелиотехники, высокотемпературного материаловедения. На базе научных направлений и подразделений ФТИ были созданы Институт ядерной физики (1956 г.), Институт электроники (1967 г.) и в 1987 г. - НПО "Физика-Солнце" АН РУз. Институт материаловедения организован в 1993 г. на базе ряда лабораторий ФТИ и его Опытного производства с Большой Солнечной Печью (БСП).

Признанием заслуг ученых НПО "Физика-Солнце" АН РУз явилось издание Указа Президента РУз №УП-4512 от 01.03.2013 г. «О мерах по дальнейшему развитию альтернативных источников энергии» и Постановления Президента РУз №ПП-1929 от 01.03.2013г. «О создании Международного института солнечной энергии». За крупный вклад в науку в области физики полупроводников в 2007 г. сотрудники Института академик М.С.Саидов, доктора ф.-м.н. И.Г. Атабаев и А.С. Саидов удостоены Государственной премии Республики Узбекистан в области науки и техники. За разработку и создание современных систем прямого преобразования солнечного излучения в электрическую энергию на основе кремниевых фотопреобразователей, коллектив ученых Института - С.Дадамухамедов, Х. Сабиров, М.Н. Турсунов, И.А. Юлдашев во главе с академиком Р.А. Муминовым удостоен в 2013 г. Государственной премии Республики Узбекистан в области науки и техники.

В Институте длительное время работали и работают в настоящее время видные ученые-физики: академик С.А. Азимов - создатель научной школы физики высоких и сверхвысоких энергий; академик У.А. Арифов – создатель школы физической электроники; академики С.У. Умаров, Э.И. Адирович, М.С. Саидов и Р.А. Муминов – основатели различных направлений физики полупроводников, академик С.В. Стародубцев – создатель научной школы физики твёрдого тела и один из организаторов Института ядерной физики, член – корр. АН РУз Г.Я. Умаров – создатель научной школы гелиотехнических исследований, академик Т.Т. Рискиев, создавший совместно с академиком С.А. Азимовым школу высокотемпературного материаловедения, академики К.Г. Гуламов, Б.С. Юлдашев и Т.С. Юлдашбаев, которые развили научную школу физики высоких энергий и космических лучей, созданную академиком С.А. Азимовым.

С 1965 г. ФТИ АН РУз издаёт Международный журнал «Гелиотехника». Журнал переводится на английский язык американской компанией «Аллертон Пресс», издаётся в США под названием «Applied Solar Energy» и распространяется по подписке. Журнал «Applied Solar Energy» индексируется в научной базе «SCOPUS» престижных международных журналов.

В этом 2023 году в Физико-техническом институте АН РУз уже в десятый раз проводится ставшая традиционной международная конференция «Фундаментальные и прикладные проблемы современной физики». На конференцию принимались работы, выполненные за последние три года по следующим направлениям и тематикам: 1. Физика ядра и элементарных частиц (включая их прикладные аспекты, а также физику высоких энергий и космических лучей); 2. Физика полупроводников и твёрдого тела (включая их прикладные аспекты, а также физику плазмы); 3. Возобновляемые источники энергии и их приложения (включая гелиоматериаловедение). Отрадно отметить, что по тематикам конференции было подано 205 научных работ, включая 68 статей зарубежных учёных из США, Канады, России, Китая, Пакистана, Казахстана, Азербайджана, Турции, Республики Беларусь и других стран. Нынешняя конференция посвящена 80 летнему юбилею Академии Наук Узбекистана и Физико-технического института АН РУз, а также 30-летию образования института Материаловедения АН РУз. Мы уверены, что международная конференция станет платформой для обмена последними научными достижениями между учёными из разных стран, а также послужит катализатором установления новых научных связей между учёными и, возможно, зарождения будущих международных научных коллабораций.

Организационный комитет

INTRODUCTION

Physical-Technical Institute (PhTI), founded in 1943, is one of the oldest institutes of the Academy of Sciences of Uzbekistan. During different periods of its activity, many scientific areas were established, which later became the main directions of research in natural sciences of the Uzbek Academy of Sciences (UzAS). Among them are the physical electronics, solid state physics, semiconductor physics, nuclear physics, high energy and cosmic ray physics, solar energy technologies, and high temperature materials science.

On the basis of scientific areas and divisions of PhTI, several institutions were created, such as the Institute of Nuclear Physics (1956), Institute of Electronics (1967) and SPA "Physics-Sun" of the UzAS (1987). The Institute of Materials Science, based on a number of laboratories of PTI and its pilot production facility with a Big Solar Furnace (BSF), was established in 1993.

The Decree of the President of the Republic of Uzbekistan "On measures for further development of alternative energy sources" №UP-4512 on 01.03.2013 and the corresponding Resolution of the President of the Republic of Uzbekistan "On the establishment of the International Institute of solar energy" №PP-1929 on 01.03.2013 are recognition of achievements of scientists from PhTI of SPA "Physics-Sun" of the UzAS. For important contribution to science in the field of semiconductor physics, the Institute scientists - Academician M.S. Saidov, Dr. Sci. A.S. Saidov and Dr. Sci. I.G. Atabaev, were awarded the State Prize of the Republic of Uzbekistan in the field of science and technology in 2007. The team of scientists of the Institute - S. Dadamuhamedov, H. Sabirov, M.N. Tursunov, and I.A. Yuldashev, headed by Academician R.A. Muminov, was awarded in 2013 the State Prize of Uzbekistan in the field of science and technology for the development and creation of modern systems of direct conversion of solar radiation into electrical energy, based on silicon solar cells.

Many prominent physicists have worked in the past and are presently working at the institute. They founded the different well-known scientific schools and research directions: academician S.A. Azimov - founder of the scientific school of high-energy and ultra-high-energy physics; academician U.A. Arifov - creator of the School of Physical Electronics; academicians S.U. Umarov, E.I. Adirovich, M.S. Saidov and R.A. Muminov - founders of various research areas in Semiconductor Physics; academician S.V. Starodubtsev – founder of scientific school of solid state physics and one of the founders of the Institute of Nuclear Physics; correspondent-member of UzAS G.Ya.Umarov - founder of the scientific school in applied solar energy research; academician T.T. Riskiev, who created, together with academician S.A.Azimov, the school of high temperature materials science; academicians K.G. Gulamov, B.S. Yuldashev, and T.S. Yuldashbaev, who developed further the scientific school of high energy and cosmic ray physics, founded by academician S.A. Azimov.

Since 1965, PhTI publishes the international journal "Applied Solar Energy". The journal is translated into English by the American company "Allerton Press" and is published in the United States and distributed by subscription. The journal "Applied Solar Energy" is indexed in the "SCOPUS" scientific database of the prestigious international journals.

In this 2023 year, the Physical-technical institute is organizing for the tenth time the traditional international conference "Fundamental and applied problems of modern physics". The works implemented within the last three years in the following fields have been accepted by the conference: 1) Nuclear and elementary particle physics (including its applications, high-energy and cosmic ray physics as well); 2) Physics of semiconductors and solids (including its applications, plasma physics as well); 3) Renewable energy sources and their applications (including helio-material science). We are glad to inform that 205 scientific articles pertaining to conference topics have been received by the conference, including 68 works of foreign scientists from USA, Canada, Russia, China, Pakistan, Kazakhstan, Azerbaijan, Turkey, Republic of Belarus, and other countries. This year's conference is dedicated to 80th anniversary of Academy of Sciences of Uzbekistan and Physical-Technical Institute of Uz AS, and 30th Anniversary of Institute of Materials Science of UzAS. We are quite confident that the current international conference will be the platform for exchange of the latest scientific results among scientists from various countries, and it will possibly foster the creation of the future international scientific collaborations.

The Organizing Committee

**СЕКЦИЯ I.
ФИЗИКА ЯДРА И
ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ**

——

**SECTION I.
NUCLEAR AND ELEMENTARY
PARTICLE PHYSICS**

СОДЕРЖАНИЕ

FIRST EXPERIMENTS AT THE SUPERHEAVY ELEMENTS FACTORY	
A.Voinov	12
STRUCTURE OF ESSENTIAL SPECTRA AND DISCRETE SPECTRUM OF FOUR-ELECTRON SYSTEMS IN THE IMPURITY HUBBARD MODEL. THIRD TRIPLET STATE	
S.Tashpulatov, R. Parmanova	13
PHOTONUCLEAR REACTIONS ON ^{NAT}ISE INDUCED WITH BREMSSTRAHLUNG END-POINT ENERGIES OF 10-80 MeV	
F. Rasulova, N. Aksenov, R. Aliev, S. Belyshev, I. Chuprakov, A. Madumarov, M. Demichev, D. Demin, S. Evseev, N. Fursova, M. Gostkin, J. Khushvaktov, V. Kobets, A. Kuznetsov, S. Rozov, E. Ruziev, T. Tran, E. Yakushev, B. Yuldashev	19
О КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ С НОВЫМ МАСШТАБОМ - ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ МАССОЙ	
Р. Ибадов.	21
OVERVIEW OF UNSTABLE STATES STUDIES IN FRAGMENTATION OF RELATIVISTIC NUCLEI	
A. Zaitcev, P.I. Zarubin	25
КОНЦЕНТРАЦИЯ Ra-226 В КОММЕРЧЕСКИХ БУТИЛОЧНЫХ ВОДАХ ТАШКЕНТА	
С. Васидова, А.Васидов	26
STUDY OF THE ²⁴²Pu + ⁴⁸Ca AND ²³⁸U + ⁴⁸Ca REACTIONS AT DGFRS-II SEPARATOR	
D. Ibadullayev, V.K. Utyonkov, Yu.Ts. Oganessian, F.Sh. Abdullin, S.N. Dmitriev, M.G. Itkis, A.V. Karpov, N.D. Kovrizhnykh, D.A. Kuznetsov, O.V. Petrushkin, A.V. Podshibiakin, A.N. Polyakov, A.G. Popeko, R.N. Sagaidak, L. Schlattauer, V.D. Shubin, M.V. Shumeiko, D.I. Solovyev, Yu.S. Tsyganov, A.A. Voinov, V.G. Subbotin, A.Yu. Bodrov, A.V. Sabel'nikov	27
THE SOLUTION OF NIELS BOHR'S PROBLEM ON INTERACTIVE	
M. Yu. Rasulova	28
STELLAR WEAK RATES AND NUCLEAR STRUCTURE PROPERTIES OF NEUTRON-RICH IRON ISOTOPES	
Jameel-Un Nabi, Mahmut Böyükata, Asim Ullah and Muhammad Riaz	29
SPECTROSCOPY OF THE NEUTRON-DEFICIENT NOBELIUM ISOTOPES @SHELS	
M. S. Tezekbayeva, A. V. Yeremin, M. L. Chelnokov, V. I. Chepigin, A. V. Isaev, A. A. Kuznetsova, O. N. Malyshev, R. S. Mukhin, A. G. Popeko, Yu. A. Popov, B. S. Sailaubekov, E. A. Sokol, A. I. Svirikhin, A. Lopez-Martens, K. Hauschild, O. Dorvaux, B. Gall	30
MASSES OF FOUR MISSING CHARMED HYPERONS PREDICTED BY STANDARD MODEL OF PARTICLES	
I. Khan.	31
В MESON DECAYS	
A. Issadykov and M.A. Ivanov	37
THE TIME PROJECTION CHAMBER AT ELI-NP. AN OVERVIEW OF THE TECHNOLOGY DEVELOPED THUS FAR AND ITS FUTURE APPLICATIONS	
I. Adrian Rotaru, D.A. Testov, D.Kahl, S. Aogaki, L. Dimiter Balabanski Stefan Niculae, Paul Pârlea, Oana Sirbu, Pär-Anders Söderström, Alexandru N. State, Vlad Toma, Traian Roman, Vlad Vasilca and Yi Xu	38
SYNTHESIS OF ELEMENTS WITH SUPERDEEP PENETRATION OF PARTICLES ON THE EXAMPLE OF PENETRATION OF SILICON CARBIDE INTO BRASS	
M. Kashchenko, N. Kashchenko	43
ОЦЕНКА МЕТОДА РАЗДЕЛЕНИЯ ПЕРВИЧНЫХ ЧАСТИЦ ПО ЧИСЛУ МЮОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ	
Ф.Камолиднов	45
ИЗМЕРЕНИЕ АКТИВНОСТИ ²²²Rn И ²²⁶Ra В ВОЛОСАХ ЧЕЛОВЕКА С ПОМОЩЬЮ ТРЕКОВОГО ДЕТЕКТОРА CR-39	
Б.Ж.Сайдуллаев, А.Васидов	46

GEANT4 АТОМНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ	
Т.Б.Файзиев, Э.Э. Дустмуродов, Д.М.Номозова	47
УЧАСТИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ОБОЛОЧЕК В РОЖДЕНИИ ДЕЛЬТА-ЭЛЕКТРОНОВ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВЕТИМОСТИ РЕАКЦИЙ	
З. Игамкулов, Д.Дряблов	50
СВОЙСТВА ОКРУПНЫХ СОСТОЯНИЙ ^{238}U	
П. Н. Усманов, А. И. Вдовин, А. Н. Нишонов	55
ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРНЫХ СВОЙСТВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КРИСТАЛЛОВ CdZnTe ПОСЛЕ ОБЛУЧЕНИЯ ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ	
Б. Махсудов, М. Яров	60
МЮОНОГРАФИЯ ПРИРОДНЫХ И ПРОМЫШЛЕННЫХ ОБЪЕКТОВ	
А. Б. Александров, М. М. Чернявский, Н. С. Коновалова, н. М. Окальева, Н. Г. Полухина, Ж. Т. Садыков, Т. В. Щедрина, н. И. Старков, В. Е. Тюков, Е. Н. Старкова	62
ВЛИЯНИЕ МАЛЫХ ПОТОКОВ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ НА ЦЕЛЬНУЮ КРОВЬ ЧЕЛОВЕКА МЕТОДОМ ИНФРАКРАСНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ	
Б. Махсудов, М.Х.Матробиён	67
ВЫСОКОСПИНОВЫЕ И РАСТ СОСТОЯНИЯ ИЗОТОПОВ $^{248,250}\text{Fm}$	
П. Н. Усманов, И.Н.Изосимов, С.Б.Бокиев	69
IMPLEMENTATION STM32 MICROCONTROLLER BASED MULTICHANNEL ANALYZER FOR ΔE-E ALPHA PARTICLE IDENTIFICATION	
А. Temirzhanov, B.Sadykov, Z.Kerimkulov, T.Zholdybayev, G.Ussabayeva	71
EXPERIMENTAL DATA FOR ADS OBTAINED AT THE INSTITUTE OF NUCLEAR PHYSICS (KAZAKHSTAN)	
T.Zholdybayev, B.Sadykov, G.Ussabayeva, B.Duisebayev, Zh.Mukan, G. Alieva, A. Temirzhanov	72
METHOD OF CORRELATION CURVES FOR THE ANALYSIS OF INTERACTIONS OF RELATIVISTIC NUCLEI	
I. Lebedev	73
«КОСВЕННО ОПРЕДЕЛЯЕМЫЕ» АНК ТУГОСВЯЗАННЫХ СОСТОЯНИЙ ПРОТОНА В ЯДРАХ ^{12}C, ^{28}Si Из Реакций (d,n) И (^3He,d)	
И.Я.Сон, С.В. Артемов, С.Б. Игамов, О.Р. Тожибоев, Ф.Х. Эргашев, С.Б. Сакута	74
THE SYNTHESIS OF SUPERHEAVY ELEMENT $Z=119$: FUSION AND EVAPORATION RESIDUE CROSS SECTIONS	
В.Кайумов, А.Насиров, О.Ганиев, Г.Юлдашева	75
YIELD OF BINARY FRAGMENTS IN THE $^{40}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$ REACTION	
Е. Хусанов, А. Насиров, М. Нисонов	80
FEATURES OF BETA DECAY IN EXOTIC NUCLEI	
I. Izosimov	83
СЕЧЕНИЯ ЗАХВАТА, СЛИЯНИЯ И ОБРАЗОВАНИЯ ОСТАТКОВ ИСПАРЕНИЯ В РЕАКЦИИ $^{48}_{20}\text{Ca} + ^{232}_{90}\text{Th}$	
А. Юсупов, А. Насиров, Б. Каюмов	84
MASS AND ENERGY DISTRIBUTION OF FISSION FRAGMENTS FORMED IN THE PROCESS OF FISSION OF $^{237}\text{Pu}^*$ COMPOUND NUCLEI FORMED IN THE REACTION $^{233}\text{U}(\alpha, f)$ AT INCIDENT ALPHA PARTICLE ENERGY OF 24 MeV.	
А. Pan, D. Alimov, N. Burtebayev, K. Kovalchuk, R. Kosherbayeva	86
INFLUENCE OF DEFORMED AND CLOSED SHELLS ON THE FISSION OF $^{236}\text{U}^*$ NUCLEI FORMED IN THE REACTION $^{232}\text{Th}(\alpha, f)$ AT INCIDENT ALPHA PARTICLE ENERGY OF 24 MeV	
А. Pan, D. Alimov, N. Burtebayev, K. Kovalchuk, R. Kosherbayeva	87
ASYMPTOTIC NORMALIZATION COEFFICIENT FOR $^{24}\text{Mg} + p \rightarrow ^{25}\text{Al}$	
Е.Ш. Икромкхоннов, К.И. Турсунмакхатов	91
REGULAR SOLVABILITY OF THE MIXED PROBLEM FOR AN INTEGRO-DIFFERENTIAL EQUATION WITH THE QUADRATE OF THE SHRÖDINGER OPERATOR	
Т. К. Юлдашев	92

ABOUT CORRELATIONS AMONG PARAMETERS OF TSALLIS DISTRIBUTION AS WELL AS HAGEDORN FUNCTION WITH TRANSVERSE FLOW IN PROTON-PROTON COLLISIONS AT LARGE HADRON COLLIDER	
K. K. Olimov, K. A. Musaev, I. A. Lebedev, A.I. Fedosimova, Fu-Hu Liu, E. Dmitriyeva, M. Z. Shodmonov, A.M. Tokhirov, B. S. Yuldashev	94
PARTICLE SPECIES, CENTRALITY AND COLLISION ENERGY DEPENDENCIES OF THE AVERAGE TRANSVERSE MOMENTA OF IDENTIFIED CHARGED PARTICLES IN HIGH-ENERGY HEAVY-ION COLLISIONS	
K. K. Olimov, Sh.Z. Kanokova, I. A. Lebedev, A.I. Fedosimova, Fu-Hu Liu, B.J. Tukhtaev, A.M. Tokhirov, Sh.A. Khudoyberdieva	99
EVOLUTION OF MIDRAPIDITY TRANSVERSE MOMENTUM DISTRIBUTIONS OF CHARGED PARTICLES IN Xe+Xe AND Pb+Pb COLLISIONS AT THE LHC	
K. K. Olimov, M. Z. Shodmonov, Fu-Hu Liu, A.I. Fedosimova, I. A. Lebedev, A. Deppman, K.A. Musaev, B.J. Tukhtaev, A.M. Tokhirov, Sh.A. Khudoyberdieva, B. S. Yuldashev	104
ИССЛЕДОВАНИЕ ЦЕНТРАЛЬНЫХ dC-, cC- И cTa-СОУДАРЕНИЙ ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,2 А ГЭВ/С	
К. Олимов, Р. Бекмирзаев, М Султанов, С.Юлдашев, С. Тургунова, К. Худайбердиев	106
МНОЖЕСТВЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ dC-ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,2 ГЭВ/С В ЗАВИСИМОСТИ ОТ СТЕПЕНИ ЦЕНТРАЛЬНОСТИ СОУДАРЕНИЯ	
К. Олимов, Р. Бекмирзаев, М Султанов, С. Юлдашев, Ч. Беркинова, Х. Туратов	107
ОБРАЗОВАНИЕ Δ⁰-ИЗОБАР В ЦЕНТРАЛЬНЫХ p¹²C- И d¹²C-СОУДАРЕНИЯХ ПРИ 4.2 А ГЭВ/С	
К. Олимов, Р. Бекмирзаев, М Султанов, С. Юлдашев, Ч. Беркинова, Х. Туратов, Ф. Тугалов, М. Зиявиддинова	108
БЫСТРОТНЫЕ СПЕКТРЫ π-МЕЗОНОВ В dC-, cC- И cTa-СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ 4.2 ГЭВ/С НА НУКЛОН	
Х.Олимов, Р. Бекмирзаев, М. Султанов, Г. Нодиров, Б. Мушаррафова	109
CONTRIBUTION OF UZBEK SCIENTISTS TO THE NRDC IN RECENT TWO YEARS	
F. Ergashev, S. Artemov, N. Otsuka, M. Kadyrova	110
ТРИ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ДЛЯ РАЗВИТИЯ GDNЗТ НА БАЗЕ РЕАКТОРА ВВР-СМ ИЯФ АН РУз	
Г.Кулабдуллаев, Г. Абдуллаева, А. Ким, Дж. Юлдашев	111
АНК СВЯЗАННЫХ СОСТОЯНИЙ ¹⁵N→¹⁴C+p, ¹⁶O→¹⁵N+p, ¹⁹F→¹⁸O+p, ³²S→³¹P+p	
Э. Т. Рузиев, С. В. Артемов	113
ОШИБКИ В ОПРЕДЕЛЕНИИ ЭФФЕКТИВНОЙ МАССЫ ПР - ПАРЫ ЧАСТИЦ ОТ РАСПАДА S₁₁-РЕЗОНАНСА	
Д. Дряблов, З. Игамкулов	115
STEP-INDUCED ELECTROWEAK PHASE TRANSITION	
M. Dolgopopolov, M. Elisov	120
BASIC STRUCTURE OF NON-PERTURBATIVE QCD	
D.G. Pak	121
PRACTICAL APPLICATIONS OF THE ISOMERIC NUCLEI IN NUCLEAR ENGINEERING	
S.Palvanov, A.Tuymuradov, D.Tuymuradov, M.Mamayusupova, S.Ashurov, T.Khamidov, F.Jamoldinov	127
ASYMPTOTIC NORMALIZATION COEFFICIENT FOR ¹¹B+p→¹²C FROM THE ¹¹B(¹⁰B, ⁹Be)¹²C REACTION AND THE ¹¹B(p, γ)¹²C ASTROPHYSICAL S FACTOR	
Maulen Nassurulla, N. Burtebayev, S.V. Artemov, S.B. Sakuta, K. Rusek, S.B. Igamov, Marzhan Nassurulla, O.R. Tojiboev, F.Kh. Ergashev, A. Sabidolda, R. Khodjaev, Y.B. Mukanov, E. Piasecki	128
INVESTIGATION OF THE EXCITATION OF ISOMERIC STATES OF ^{81m}Se IN REACTIONS OF THE TYPE (γ,N), (N,γ) AND (N,2N) ON ^{80,82}Se NUCLE	
S.R. Palvanov, D. Raimbaev, S.E. Akhmedov, B.I. Kurbanov, M.I. Mamajusupova, A.X. Ramazanov, A. Tuymurodov, D. Tuymurodov, S. Ashurov	129

АССОЦИАТИВНЫЕ МНОЖЕСТВЕННОСТИ ЗАРЯЖЕННЫХ ПИОНОВ И ВТОРИЧНЫХ ПРОТОНОВ В СОБЫТИЯХ С ЛИДИРУЮЩИМИ ПРОТОНАМИ В p¹²C-СОУДАРЕНИЯХ ПРИ 9.9 ГЭВ/С	
К. Олимов, А.А. Жонзаков, А.Р. Курбонов	130
ИЗМЕРЕНИЕ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ НА ТЭВ-КОЛЛАЙДЕРАХ	
Э.Э. Дустмуродов	134
НОВЫЕ УРОВНИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЯДРА КИСЛОРОДА В ДИФРАКЦИОННОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ $O^{16} + p \rightarrow O^{16*} + p' \rightarrow 4\alpha + p'$ В ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЕ С ЭНЕРГИЕЙ 3.25 ГЭВ НА НУКЛОН ЯДРА КИСЛОРОДА	
В.В.Луговой, Х.К. Олимов, К. Г. Гуламов, К.Олимов, Б. А. Синдаров, А. К. Олимов	138
ДИФРАКЦИОННЫЙ РАЗВАЛ ЯДРА КИСЛОРОДА НА ЧЕТЫРЕ α-ЧАСТИЦЫ В ¹⁶Op-ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 3.25 А ГЭВ/С	
А.К. Олимов, К.Г. Гуламов, К. Олимов	143
ОБРАЗОВАНИЕ Δ^0- И Δ^{++}-ИЗОБАР ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ДЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ УГЛЕРОДА ПРИ 4.2 ГЭВ/С НА НУКЛОН	
К. Олимов, А.К. Олимов, А.И. Суванов, М.Рахматуллаева	146
ON THE DISCRETE SPECTRUM OF THE SCHRÖDINGER OPERATOR OF THE SYSTEM OF THREE-PARTICLES WITH MASSES $m_1 = m_2 = \infty$ AND $m_3 < \infty$	
Z. Muminov	152
RADON IN WORKPLACES AND DWELLINGS OF THE UZBEKISTAN	
A. Vasidov	158
МЭВ ЭНЕРГИЯЛИ ЭЛЕКТРОНЛАР ОҚИМИДА НУРЛАНТИРИШНИНГ КРЕМНИЙ КРИСТАЛЛАРИНИНГ ЭЛЕКТРОФИЗИК ХОССАЛАРИГА ТАЪСИРИ	
Ш.А. Махмудов, Н.Т. Сулайманов, А.А. Сулаймонов, А.К. Рафиқов, С.Ж. Рахманов	159
Pb+Pb 5.02 TEV ENERGIYADA OG'IR IONLAR TO'QNASHUVINI IKKI KOMPONENTALI MODEL Tahlili	
Q.I.Umarov	163
BEHAVIOR OF THE ROTATIONAL-VIBRATION EXCITATIONS IN HEAVY EVEN- EVEN NUCLEI	
O.A. Bozarov, I. Muratova	164
QUANTIZATION OF THE DEFORMED NUCLEUS KINETIC ENERGY IN CURVILINEAR COORDINATES	
M. S. Nadirbekov, O. A. Bozarov, S. N. Kudiratov	168
ASTROPHYSICAL S-FACTOR AND REACTION RATE OF THE DIRECT CAPTURE PROCESS ⁶Li(p,γ)⁷Be IN A POTENTIAL MODEL	
S.A.Turakulov, E.M.Tursunov	170
SPECIAL PROPERTIES OF THE ENERGY SPECTRUM OF THE ⁹Be NUCLEUS IN A $2\alpha+n$ CLUSTER MODEL	
E. M. Tursunov, M. Saidov	172
STELLAR WEAK RATES AND NUCLEAR STRUCTURE PROPERTIES OF NEUTRON-RICH IRON ISOTOPES	
Jameel-Un Nabi, Mahmut Boyukata, Asim Ullah, Muhammad Riaz	174

FIRST EXPERIMENTS AT THE SUPERHEAVY ELEMENTS FACTORY

Alexey Voinov*

Joint Institute for Nuclear Research, 6 Joliot-Curie st., 141980 Dubna, Russia,

*E-mail: voinov@jinr.ru (corresponding author)

Abstract

With the recognition of the discovery of the heaviest element Og ($Z=118$), the filling of the seventh row of the Periodic Table was completed. The synthesis of isotopes of even heavier elements, as well as a deeper investigation of the properties of already known nuclei and the production of new isotopes of elements with $Z \leq 118$ require a significant increase in the sensitivity of the experiment. For these purposes, a new experimental complex has been developed at FLNR JINR – the Factory of Superheavy Elements (SHE Factory), the basic accelerator of which is the DC280 cyclotron with planned beam intensity ten times higher than that for the existing U400 cyclotron. The first research facility was the Dubna gas-filled recoil separator DGFRS-2, which surpasses the previous separator DGFRS by twice the transmission of synthesized nuclei and by two orders of magnitude greater background particle suppression factors.

To explore the capabilities of the Factory and more detailed study the properties of isotopes of elements Fl, Mc, and their decay products, a series of experiments using a ^{48}Ca beam and targets of enriched isotopes ^{238}U , ^{242}Pu , and ^{243}Am were carried out.

The new data on decay properties as of already known heavy isotopes as newly observed in these experiments are presented. The studies demonstrated an enhanced discovery potential of the SHE Factory for further studies of physical and chemical properties of superheavy elements.

Experiments on the synthesis of new elements 119 and 120 are under preparation.

Key words: nuclear reaction, accelerated ions, actinide target isotopes, magnetic separator, semiconductor detector, α -decay, spontaneous fission

References

- [1.] Yu. Ts. Oganessian *et al.*, First experiment at the Super Heavy Element Factory: High cross section of ^{288}Mc in the $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$ reaction and identification of the new isotope ^{264}Lr , *Phys. Rev. C* **106**, L031301 (2022).
- [2.] Yu. Ts. Oganessian *et al.*, Investigation of ^{48}Ca -induced reactions with ^{242}Pu and ^{238}U targets at the JINR Superheavy Element Factory, *Phys. Rev. C* **106**, 024612 (2022).

STRUCTURE OF ESSENTIAL SPECTRA AND DISCRETE SPECTRUM OF FOUR-ELECTRON SYSTEMS IN THE IMPURITY HUBBARD MODEL. THIRD TRIPLET STATE

Sa'dulla Tashpulatov^{1,*} and Rukhsat Parmanova¹

*Institute of Nuclear Physics of Uzbekistan Academy of Sciences, U. Gulyamov str. 1, 100214 Tashkent, Uzbekistan, *E-mail: sadullatashpulatov@yandex.com, toshpul@mail.ru (corresponding author)*

Abstract

We consider the energy operator of four-electron systems in the impurity Hubbard model and investigated the structure of essential spectra and discrete spectrum of the system for third triplet state of the system. We show the essential spectra of the system is consists of the union of seven segments, or of the union of four segments, or of the union of two segments, or of the single segment, and discrete spectrum of the system is consists of unique eigenvalue, or is empty set.

Key words: impurity Hubbard model, third triplet state, essential spectra, discrete spectra

1. Introduction

The Hubbard model first appeared in 1963 in the works [1,2,3]. The Hubbard model is a simple model of a metal was proposed that has become a fundamental model in the theory of strongly correlated electron systems. In that model, a single nondegenerate electron band with a local Coulomb interaction is considered. The model Hamiltonian contains only two parameters: the parameter B of electron hopping from a lattice site to a neighboring site and the parameter U of the one-site Coulomb repulsion of two-electrons. In the secondary quantization representation, the Hamiltonian can be written as

$$H = B \sum_{m,\tau,\gamma} a_{m,\gamma}^+ a_{m+\tau,\gamma} + U \sum_m a_{m,\uparrow}^+ a_{m,\uparrow} a_{m,\downarrow}^+ a_{m,\downarrow}, \quad (1)$$

where $a_{m,\gamma}^+$ and $a_{m,\gamma}$ denote Fermi operators of creation and annihilation of an electron with spin γ on a site m and the summation over τ means summation over the nearest neighbors on the lattice. The model proposed in [1,2,3] was called the Hubbard model after John Hubbard, who made a fundamental contribution to studying the statistical mechanics of that system, although the local form of Coulomb interaction was first introduced for an impurity model in a metal by Anderson [4]. We also recall that the Hubbard model is a particular case of the Shubin-Wonsowsky polaron model [5], which had appeared 30 years before [1,2,3]. In the Shubin-Wonsowsky model, along with the on-site Coulomb interaction, the interaction of electrons on neighboring sites is also taken into account.

The Hubbard model is currently one of the most extensively studied multielectron models of metals [6, 7, 8] and [9], chapter III, P. 75-192. But little is known about exact results for the spectrum and wave functions of the crystal described by the Hubbard model, and obtaining the corresponding statements is therefore of great interest. The spectrum and wave functions of the system of two electrons in a crystal described by the Hubbard Hamiltonian were studied in [10]. It is known that two-electron systems can be in two states, triplet and singlet [6,7,8] and [9], chapter III, P. 75-192. It was proved in [10] that the spectrum of the system Hamiltonian H^t in the triplet state is purely continuous and coincides with a segment $[m, M]$, and the operator H^s of the system in the singlet state, in addition to the continuous spectrum $[m, \mathcal{L}]$ has a unique antibound state for some values of the quasimomentum. The spectrum and wave functions of the system of three electrons in a crystal described by the Hubbard Hamiltonian were studied in [11]. The spectrum of the energy operator of system of four electrons in a crystal described by the Hubbard Hamiltonian in the triplet state were studied in [12]. In the four-electron systems are exists quintet state, and three type triplet states, and two type singlet states. The spectrum of the energy operator of four-electron systems in the Hubbard model in the quintet, and singlet states were studied in [13].

Here, we consider the energy operator of four-electron systems in the Hubbard model and describe the structure of the essential spectrum and discrete spectra of the system for third triplet state. The Hamiltonian of the chosen model has the form

$$H = A \sum_{m,\gamma} a_{m,\gamma}^+ a_{m,\gamma} + B \sum_{m,\tau,\gamma} a_{m,\gamma}^+ a_{m+\tau,\gamma} + U \sum_m a_{m,\uparrow}^+ a_{m,\uparrow} a_{m,\downarrow}^+ a_{m,\downarrow} + (A_0 - A) \sum_\gamma a_{0,\gamma}^+ a_{0,\gamma} + (B_0 - B) \sum_{\tau,\gamma} (a_{0,\gamma}^+ a_{\tau,\gamma} + a_{\tau,\gamma}^+ a_{0,\gamma}) + (U_0 - U) a_{0,\uparrow}^+ a_{0,\uparrow} a_{0,\downarrow}^+ a_{0,\downarrow}. \quad (2)$$

Here A (A_0) is the electron energy at a regular (impurity) lattice site, B (B_0) is the transfer integral between (between electron and impurities) neighboring sites (we assume that $B > 0$ ($B_0 > 0$) for convenience), $\tau = \pm e_j$, $j = 1, 2, \dots, \nu$, where e_j are unit mutually orthogonal vectors, which means that

summation is taken over the nearest neighbors, U (U_0) is the parameter of the on-site Coulomb interaction of two electrons in the regular (impurity) sites, γ is the spin index, $\gamma = \uparrow$ or $\gamma = \downarrow$, \uparrow and \downarrow denote the spin values $1/2$ and $-1/2$, and $a_{m,\gamma}^+$ and $a_{m,\gamma}$ are the respective electron creation and annihilation operators at a site $m \in Z^v$. The four-electron systems have a quintet state, and two type singlet state, and three type triplet states. The energy of the system depends on its total spin S . Along with the Hamiltonian, the N_e electron system is characterized by the total spin S : $S = S_{max}, S_{max} - 1, \dots, S_{min}, S_{max} = N_e/2, S_{min} = 0, 1/2$. Hamiltonian (2) commutes with all components of the total spin operator $S = (S^+, S^-, S^z)$, and the structure of eigenfunctions and eigenvalues of the system, therefore, depends on S . The Hamiltonian H acts in the antisymmetric Fock space \mathcal{H}_{as} .

2. Four-Electron Third Triplet State in the Impurity Hubbard Model

Let φ_0 be the vacuum vector in the space \mathcal{H}_{as} . The third triplet state corresponds to the free motion of four electrons and their interactions over the lattice with the basic functions ${}^3t_{p,q,r,k \in Z^v}^1 = a_{p,\uparrow}^+ a_{q,\downarrow}^+ a_{r,\uparrow}^+ a_{k,\uparrow}^+ \varphi_0$. The subspace ${}^3\mathcal{H}_t^1$, corresponding to the first triplet state is the set of all vectors of the form ${}^3\psi_t^1 = \sum_{p,q,r,k \in Z^v} f(p, q, r, k) {}^3t_{p,q,r,k \in Z^v}^1$, $f \in l_2^{as}$, where l_2^{as} is the subspace of antisymmetric functions in the space $l_2((Z^v)^4)$. We denote by ${}^3H_t^1$ the restriction of operator H to the subspace ${}^3\mathcal{H}_t^1$. We let $\varepsilon_1 = A_0 - A$, and $\varepsilon_2 = B_0 - B$, and $\varepsilon_3 = U_0 - U$.

Theorem 1. (coordinate representation of the action of operator ${}^3H_t^1$) The subspace ${}^3\mathcal{H}_t^1$ is invariant under the operator H , and the restriction ${}^3H_t^1$ of operator H to the subspace ${}^3\mathcal{H}_t^1$ is a bounded self-adjoint operator. It generates a bounded self-adjoint operator ${}^3\bar{H}_t^1$ acting in the space l_2^{as} as

$$\begin{aligned} {}^3\bar{H}_t^1 {}^3\psi_t^1 = & 4Af(p, q, r, k) + B \sum_{\tau} [f(p + \tau, q, r, k) + f(p, q + \tau, r, k) + f(p, q, r + \tau, k) + \\ & f(p, q, r, k + \tau)] + U[\delta_{p,q} + \delta_{r,q} + \delta_{k,q}]f(p, q, r, k) + \varepsilon_1[\delta_{p,0} + \delta_{q,0} + \delta_{r,0} + \delta_{k,0}]f(p, q, r, k) + \\ & \varepsilon_2 \sum_{\tau} [\delta_{p,0}f(\tau, q, r, k) + \delta_{q,0}f(p, \tau, r, k) + \delta_{r,0}f(p, q, \tau, k) + \delta_{k,0}f(p, q, r, \tau) + \delta_{p,\tau}f(0, q, r, k) + \\ & \delta_{q,\tau}f(p, 0, r, k) + \delta_{r,\tau}f(p, q, 0, k) + \delta_{k,\tau}f(p, q, r, 0)] + \varepsilon_3[\delta_{q,0}\delta_{p,q} + \delta_{q,0}\delta_{r,q} + \\ & \delta_{q,0}\delta_{k,q}]f(p, q, r, k). \end{aligned} \quad (3)$$

The operator ${}^3H_t^1$ acts on a vector ${}^3\psi_t^1 \in {}^3\mathcal{H}_t^1$ as

$${}^3H_t^1 {}^3\psi_t^1 = \sum_{p,q,r,k \in Z^v} ({}^3\bar{H}_t^1 f)(p, q, r, k) {}^3t_{p,q,r,k \in Z^v}^1. \quad (4)$$

Lemma 1. The spectra of the operators ${}^3H_t^1$ and ${}^3\bar{H}_t^1$ coincide.

We call the operator ${}^3H_t^1$ the four-electron first triplet state operator in the impurity Hubbard model.

Let $\mathcal{F}: l_2((Z^v)^4) \rightarrow L_2((T^v)^4) \equiv {}^3\mathcal{H}_t^1$ be the Fourier transform, where T^v is the v -dimensional torus endowed with the normalized Lebesgue measure $d\lambda$, i.e. $\lambda(T^v) = 1$.

We set ${}^3\tilde{H}_t^1 = \mathcal{F} {}^3\bar{H}_t^1 \mathcal{F}^{-1}$. In the quasimomentum representation, the operator ${}^3\tilde{H}_t^1$ acts in the Hilbert space $L_2^{as}((T^v)^4)$, where L_2^{as} is the subspace of antisymmetric functions in $L_2((T^v)^4)$.

Theorem 2. (quasimomentum representation of the action of operator ${}^3\tilde{H}_t^1$) The Fourier transform of operator ${}^3\tilde{H}_t^1$ is an operator ${}^3\tilde{H}_t^1 = \mathcal{F} {}^3\bar{H}_t^1 \mathcal{F}^{-1}$ acting in the space $L_2^{as}((T^v)^4)$ be the formula ${}^3\tilde{H}_t^1 {}^3\psi_t^1 =$

$$\begin{aligned} & h(\lambda, \mu, \gamma, \theta) f(\lambda, \mu, \gamma, \theta) + U \int_{T^v} [f(s, \lambda + \mu - s, \gamma, \theta) ds + f(\lambda, u, \mu + \gamma - u, \theta) du + f(\lambda, v, \gamma, \mu + \theta - \\ & v)] dv + \varepsilon_1 [\int_{T^v} f(s, \mu, \gamma, \theta) ds + \int_{T^v} f(\lambda, u, \gamma, \theta) du + \int_{T^v} f(\lambda, \mu, v, \theta) dv + \\ & \int_{T^v} f(\lambda, \mu, \gamma, \xi) d\xi] + 2\varepsilon_2 \left[\int_{T^v} \sum_{i=1}^v [\cos \lambda_i + \cos s_i] f(s, \mu, \gamma, \theta) ds + \int_{T^v} \sum_{i=1}^v [\cos \mu_i + \cos u_i] \times \right. \\ & \left. \times f(\lambda, u, \gamma, \theta) du + \int_{T^v} \sum_{i=1}^v [\cos \gamma_i + \cos v_i] f(\lambda, \mu, v, \theta) dv + \int_{T^v} \sum_{i=1}^v [\cos \theta_i + \right. \\ & \left. \cos \xi_i] f(\lambda, \mu, v, \theta) d\xi \right] + \varepsilon_3 \int_{T^3} \int_{T^3} [f(s, u, \gamma, \theta) ds du + f(\lambda, u, v, \theta) dudv + f(\lambda, u, \gamma, \xi) dud\xi], \end{aligned} \quad (5)$$

where $h(\lambda, \mu, \gamma, \theta) = 4A + 2B \sum_{i=1}^v [\cos \lambda_i + \cos \mu_i + \cos \gamma_i + \cos \theta_i]$.

In the impurity Hubbard model, the spectral properties of the considered operator of the energy of four-electron systems are closely related to those of its one-electron systems with impurity. We first study the spectrum and localized impurity electron states of the one-electron impurity systems.

3. One-Electron Systems in the Impurity Hubbard Model

The Hamiltonian of one-electron systems in the impurity Hubbard model also has form (2). We let \mathcal{H}_1 denote the space of one-electron states of the operator H . It is clear that the space \mathcal{H}_1 is also invariant under operator H . We let H_1 denote the restriction of H to the space \mathcal{H}_1 .

Theorem 3. (coordination representation of the action of operator H_1) The space \mathcal{H}_1 is an invariant under operator H , and restriction H_1 of operator H to the subspace \mathcal{H}_1 is a bounded self-adjoint operator. It generates a bounded self-adjoint operator \bar{H}_1 , acting in the space l_2^{as} as

$$(\bar{H}_1 f)(p) = Af(p) + B \sum_{\tau} f(p + \tau) + \varepsilon_1 \delta_{p,0} f(p) + \varepsilon_2 \sum_{\tau} [\delta_{p,0} f(\tau) + \delta_{p,\tau} f(0)], \quad (6)$$

where $\delta_{k,j}$ is the Kronecker symbol. The operator H_1 acts on a vector $\psi \in \mathcal{H}_1$ as

$$H_1 \psi = \sum_{p,\tau} (\bar{H}_1 f)(p) a_{p,\tau}^+ \varphi_0. \quad (7)$$

Lemma 2. The spectra of the operators H_1 and \bar{H}_1 coincide.

We let $\mathcal{F}: L_2(Z^v) \rightarrow L_2(T^v) \equiv \mathcal{H}_1$ be the Fourier transform. We set $\tilde{H}_1 = \mathcal{F} \bar{H}_1 \mathcal{F}^{-1}$. In the quasimomentum representation, the operator \bar{H}_1 acts in the Hilbert space $L_2^{as}(T^v)$, where L_2^{as} is the subspace of antisymmetric functions in $L_2(T^v)$.

Theorem 4. (quasimomentum representation of the action of operator \tilde{H}_1) The Fourier transform of the operator \bar{H}_1 is a bounded self-adjoint operator \tilde{H}_1 acting in the space $\tilde{\mathcal{H}}_1$ be the formula

$$(\tilde{H}_1 f)(\lambda) = [A + 2B \sum_{i=1}^v \cos \lambda_i] f(\lambda) + \varepsilon_1 \int_{T^v} f(s) ds + 2\varepsilon_2 \int_{T^v} \sum_{i=1}^v [\cos \lambda_i + \cos s_i] f(s) ds. \quad (8)$$

Comparing the formulas (5) and (8), and using tensor products of Hilbert spaces and tensor products of operators in Hilbert spaces [17], and taking into account that the function $f(\lambda, \mu, \gamma, \theta)$ is an antisymmetric function, we can verify that the operator ${}^3\tilde{H}_t^1$ can be represented in the form

$${}^3\tilde{H}_t^1 = \{\tilde{H}_1 \otimes I + I \otimes \tilde{H}_1 + K\} \otimes I \otimes I + I \otimes I \otimes \{\tilde{H}_1 \otimes I + I \otimes \tilde{H}_1\}, \quad (9)$$

where I is the unit operator in space $\tilde{\mathcal{H}}_1$, and $K = K_{1\Lambda_1} + K_2$, and $(K_{1\Lambda_1} f)(\lambda) = U \int_{T^v} f_{\Lambda_1}(s) ds$,

$$(K_2 f)(s, t) = \int_{T^v} \int_{T^v} f(s, t) ds dt, \text{ and } f_{\Lambda_1}(s) = f(s, \Lambda_1 - s), \Lambda_1 = \lambda + \mu.$$

It is known that the continuous spectrum of operator \tilde{H}_1 fills the entire segment $[m_\nu, M_\nu] =$

$$[A - 2B\nu, A + 2B\nu]. \text{ We set } D_\nu(z) = a_1 [b_2 + (\nu - 1)b_3] - \nu b_1 a_2, \text{ where } a_1 = 1 + \int_{T^v} \frac{[\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2 \sum_{i=1}^v \cos s_i] ds_1 \dots ds_\nu}{A + 2B \sum_{i=1}^v \cos s_i - z},$$

$$a_2 = \int_{T^v} \frac{\cos s_i [\varepsilon_1 + 2\varepsilon_2 \sum_{i=1}^v \cos s_i] ds_1 \dots ds_\nu}{A + 2B \sum_{i=1}^v \cos s_i - z}, b_1 = 2\varepsilon_2 \int_{T^v} \frac{ds_1 \dots ds_\nu}{A + 2B \sum_{i=1}^v \cos s_i - z}, b_2 =$$

$$1 + 2\varepsilon_2 \int_{T^v} \frac{\cos s_i ds_1 \dots ds_\nu}{A + 2B \sum_{i=1}^v \cos s_i - z}, b_3 = 2\varepsilon_2 \int_{T^v} \frac{\cos s_i ds_1 \dots ds_\nu}{A + 2B \sum_{i=1}^v \cos s_i - z}.$$

Lemma 3. A number $z_0 \in [m_\nu, M_\nu]$ is an eigenvalue of operator \tilde{H}_1 if and only if it is a zero of the function $D_\nu(z)$.

Definition 1. The eigenfunction $\varphi \in L_2(T^v)$ of the operator \tilde{H}_1 corresponding to an eigenvalue $z \in [m_\nu, M_\nu]$ is called a local impurity state (LIS) of \tilde{H}_1 , and z is called the energy of this state.

The following Theorem describes the exchange of the spectrum of operator \tilde{H}_1 in the case $\nu = 1$.

Theorem 5. (description of the spectra of operator \tilde{H}_1)

A). If $\varepsilon_2 = -B$ and $\varepsilon_1 < -2B$ (respectively, $\varepsilon_2 = -B$ and $\varepsilon_1 > 2B$), then the operator \tilde{H}_1 has a unique eigenvalue $z = A + \varepsilon_1$, lying below (respectively, above) the continuous spectrum of the operator \tilde{H}_1 .

B). If $\varepsilon_2 = -2B$ and $\varepsilon_1 < 0$ or $\varepsilon_2 = 0$ and $\varepsilon_1 < 0$ (respectively, $\varepsilon_2 = -2B$ and $\varepsilon_1 > 0$ or $\varepsilon_2 = 0$ and $\varepsilon_1 > 0$), then the operator \tilde{H}_1 has a unique eigenvalue $z = A - \sqrt{4B^2 + \varepsilon_1^2}$ (respectively, $z = A + \sqrt{4B^2 + \varepsilon_1^2}$), lying the below (respectively, above) of continuous spectrum of the operator \tilde{H}_1 .

C). If $\varepsilon_1 = 0$ and $\varepsilon_2 > 0$ (respectively, $\varepsilon_1 = 0$ and $\varepsilon_2 < -2B$), then the operator \tilde{H}_1 has a two eigenvalue $z = A - \frac{2BE}{\sqrt{E^2 - 1}}$ and $z = A + \frac{2BE}{\sqrt{E^2 - 1}}$, where $E = \frac{(B + \varepsilon_2)^2}{\varepsilon_2^2 + 2B\varepsilon_2}$, lying the below and above of continuous spectrum of the operator \tilde{H}_1 .

D). If $\varepsilon_1 = \frac{(B + \varepsilon_2)^2}{\varepsilon_2^2 + 2B\varepsilon_2}$ (respectively $\varepsilon_1 = -\frac{(B + \varepsilon_2)^2}{\varepsilon_2^2 + 2B\varepsilon_2}$), then the operator \tilde{H}_1 has a unique eigenvalue $z = A + \frac{2B(E^2 + 1)}{E^2 - 1}$ (respectively, $z = A - \frac{2B(E^2 + 1)}{E^2 - 1}$), where $E = \frac{(B + \varepsilon_2)^2}{\varepsilon_2^2 + 2B\varepsilon_2}$, lying the above (respectively, below) of continuous spectrum of the operator \tilde{H}_1 .

E). If $\varepsilon_2 > 0$ and $\varepsilon_1 > \frac{2(\varepsilon_2^2 + 2B\varepsilon_2)}{B}$ (respectively, $\varepsilon_2 < -2B$ and $\varepsilon_1 > \frac{2(\varepsilon_2^2 + 2B\varepsilon_2)}{B}$), then the operator \tilde{H}_1

has a unique eigenvalue $z_1 = A + \frac{2B(\alpha + E\sqrt{E^2 - 1 + \alpha^2})}{E^2 - 1}$, where $E = \frac{(B + \varepsilon_2)^2}{\varepsilon_2^2 + 2B\varepsilon_2}$, and the real number $\alpha > 1$,

lying the above of continuous spectrum of the operator \tilde{H}_1 .

F). If $\varepsilon_2 > 0$ and $\varepsilon_1 < -\frac{2(\varepsilon_2^2 + 2B\varepsilon_2)}{B}$ (respectively, $\varepsilon_2 < -2B$ and $\varepsilon_1 < -\frac{2(\varepsilon_2^2 + 2B\varepsilon_2)}{B}$), then the operator

\tilde{H}_1 has a unique eigenvalue $z_1 = A - \frac{2B(\alpha + E\sqrt{E^2 - 1 + \alpha^2})}{E^2 - 1}$, where $E = \frac{(B + \varepsilon_2)^2}{\varepsilon_2^2 + 2B\varepsilon_2}$, and the real number $\alpha > 1$, lying the below of continuous spectrum of the operator \tilde{H}_1 .

K). If $\varepsilon_2 > 0$ and $0 < \varepsilon_1 < \frac{2(\varepsilon_2^2 + 2B\varepsilon_2)}{B}$ (respectively, $\varepsilon_2 < -2B$ and $0 < \varepsilon_1 < \frac{2(\varepsilon_2^2 + 2B\varepsilon_2)}{B}$), then the operator \tilde{H}_1 has a exactly two eigenvalues $z_1 = A + \frac{2B(\alpha + E\sqrt{E^2 - 1 + \alpha^2})}{E^2 - 1} < m_1$, and $z_2 = A + \frac{2B(\alpha - E\sqrt{E^2 - 1 + \alpha^2})}{E^2 - 1} > M_1$, where $E = \frac{(B + \varepsilon_2)^2}{\varepsilon_2^2 + 2B\varepsilon_2}$, and the real number $0 < \alpha < 1$, lying correspondingly, the below and above of continuous spectrum of the operator \tilde{H}_1 .

M). If $\varepsilon_2 > 0$ and $-\frac{2(\varepsilon_2^2 + 2B\varepsilon_2)}{B} < \varepsilon_1 < 0$ (respectively, $\varepsilon_2 < -2B$ and $-\frac{2(\varepsilon_2^2 + 2B\varepsilon_2)}{B} < \varepsilon_1 < 0$), then the operator \tilde{H}_1 has a exactly two eigenvalues $z_1 = A - \frac{2B(\alpha + E\sqrt{E^2 - 1 + \alpha^2})}{E^2 - 1} < m_1$, and $z_2 = A - \frac{2B(\alpha - E\sqrt{E^2 - 1 + \alpha^2})}{E^2 - 1} > M_1$, where $E = \frac{(B + \varepsilon_2)^2}{\varepsilon_2^2 + 2B\varepsilon_2}$, and the real number $0 < \alpha < 1$, lying correspondingly, the below and above of continuous spectrum of the operator \tilde{H}_1 .

N). If $-2B < \varepsilon_2 < 0$, then the operator \tilde{H}_1 has no eigenvalue lying the outside of continuous spectrum of the operator \tilde{H}_1 .

Now, using the obtained results and representation (9), we describe the structure of essential spectrum and discrete spectrum of the energy operator of four-electron systems in the impurity Hubbard model in the third triplet state.

Theorem 6. (essential spectra of the operator ${}^3\tilde{H}_t^1$) Let $\nu = 1$. Then

A). If $\varepsilon_2 = -B$ and $\varepsilon_1 < -2B$ (respectively, $\varepsilon_2 = -B$ and $\varepsilon_1 > 2B$), then the essential spectrum of the operator ${}^3\tilde{H}_t^1$ is consists of the union of eight segments: $\sigma_{ess}({}^3\tilde{H}_t^1) = [4A - 8B, 4A + 8B] \cup [3A - 6B + z, 3A + 6B + z] \cup [2A - 4B + 2z, 2A + 4B + 2z] \cup [A - 2B + 3z, A + 2B + 3z] \cup [2A - 4B + z_3, 2A + 4B + z_3] \cup [A - 2B + z + z_3, A + 2B + z + z_3] \cup [2A - 4B + z_4, 2A + 4B + z_4] \cup [A - 2B + z + z_4, A + 2B + z + z_4]$, and the discrete spectrum of the operator ${}^3\tilde{H}_t^1$ is consists of three eigenvalues: $\sigma_{disc}({}^3\tilde{H}_t^1) = \{4z, 2z + z_3, 2z + z_4\}$, where $z = A + \varepsilon_1$, and z_3 and z_4 are the additional eigenvalues of operator $\tilde{H}_1 \otimes I + I \otimes \tilde{H}_1 + K(\lambda, \mu)$.

B). If $\varepsilon_2 = -2B$ and $\varepsilon_1 < 0$ or $\varepsilon_2 = 0$ and $\varepsilon_1 < 0$ (respectively, $\varepsilon_2 = -2B$ and $\varepsilon_1 > 0$ or $\varepsilon_2 = 0$ and $\varepsilon_1 > 0$), then the essential spectrum of the operator ${}^3\tilde{H}_t^1$ is consists of the union of eight segments: $\sigma_{ess}({}^3\tilde{H}_t^1) = [4A - 8B, 4A + 8B] \cup [3A - 6B + z, 3A + 6B + z] \cup [2A - 4B + 2z, 2A + 4B + 2z] \cup [A - 2B + 3z, A + 2B + 3z] \cup [2A - 4B + z_3, 2A + 4B + z_3] \cup [A - 2B + z + z_3, A + 2B + z + z_3] \cup [2A - 4B + z_4, 2A + 4B + z_4] \cup [A - 2B + z + z_4, A + 2B + z + z_4]$, and the discrete spectrum of the operator ${}^3\tilde{H}_t^1$ is consists of three eigenvalues: $\sigma_{disc}({}^3\tilde{H}_t^1) = \{4z, 2z + z_3, 2z + z_4\}$, where $z = A - \sqrt{4B^2 + \varepsilon_1^2}$ (respectively, $z = A + \sqrt{4B^2 + \varepsilon_1^2}$), and z_3 and z_4 are the additional eigenvalues of operator $\tilde{H}_1 \otimes I + I \otimes \tilde{H}_1 + K(\lambda, \mu)$.

C). If $\varepsilon_1 = 0$ and $\varepsilon_2 > 0$ (respectively, $\varepsilon_1 = 0$ and $\varepsilon_2 < -2B$), then the essential spectrum of the operator ${}^3\tilde{H}_t^1$ is consists of the union of sixteen segments: $\sigma_{ess}({}^3\tilde{H}_t^1) = [4A - 8B, 4A + 8B] \cup [3A - 6B + z_1, 3A + 6B + z_1] \cup [3A - 6B + z_2, 3A + 6B + z_2] \cup [2A - 4B + 2z_1, 2A + 4B + 2z_1] \cup [2A - 4B + 2z_2, 2A + 4B + 2z_2] \cup [A - 2B + 3z_1, A + 2B + 3z_1] \cup [A - 2B + 3z_2, A + 2B + 3z_2] \cup [2A - 4B + z_3, 2A + 4B + z_3] \cup [A - 2B + z_1 + z_3, A + 2B + z_1 + z_3] \cup [A - 2B + z_2 + z_3, A + 2B + z_2 + z_3] \cup [2A - 4B + z_4, 2A + 4B + z_4] \cup [A - 2B + z_1 + z_4, A + 2B + z_1 + z_4] \cup [A - 2B + z_2 + z_4, A + 2B + z_2 + z_4] \cup [A - 2B + z_1 + 2z_2, A + 2B + z_1 + 2z_2] \cup [A - 2B + 2z_1 + z_2, A + 2B + 2z_1 + z_2] \cup [2A - 4B + z_1 + z_2, 2A + 4B + z_1 + z_2]$, and the discrete spectrum of the operator ${}^3\tilde{H}_t^1$ is consists of six eigenvalues: $\sigma_{disc}({}^3\tilde{H}_t^1) = \{4z_1, 4z_2, 2z_1 + z_3, 2z_2 + z_3, 2z_1 + z_4, 2z_2 + z_4\}$, where $z_1 = A - \frac{2BE}{\sqrt{E^2 - 1}}$ (respectively, $z_2 = A + \frac{2BE}{\sqrt{E^2 - 1}}$), here $E = \frac{(B + \varepsilon_2)^2}{\varepsilon_2^2 + 2B\varepsilon_2}$, and z_3 and z_4 are the additional eigenvalues of operator $\tilde{H}_1 \otimes I + I \otimes \tilde{H}_1 + K(\lambda, \mu)$.

D). If $\varepsilon_1 = \frac{(B + \varepsilon_2)^2}{\varepsilon_2^2 + 2B\varepsilon_2}$ (respectively $\varepsilon_1 = -\frac{(B + \varepsilon_2)^2}{\varepsilon_2^2 + 2B\varepsilon_2}$), then the essential spectrum of the operator ${}^3\tilde{H}_t^1$ is consists of the union of eight segments: $\sigma_{ess}({}^3\tilde{H}_t^1) = [4A - 8B, 4A + 8B] \cup [3A - 6B + z, 3A + 6B + z] \cup [2A - 4B + 2z, 2A + 4B + 2z] \cup [A - 2B + 3z, A + 2B + 3z] \cup [2A - 4B + z_3, 2A + 4B + z_3] \cup [A - 2B + z + z_3, A + 2B + z + z_3] \cup [2A - 4B + z_4, 2A + 4B + z_4] \cup [A - 2B + z + z_4, A + 2B + z + z_4]$

$z_4]$, and the discrete spectrum of the operator ${}^3\tilde{H}_t^1$ is consists of three eigenvalues: $\sigma_{disc}({}^3\tilde{H}_t^1) = \{4z, 2z + z_3, 2z + z_4\}$, where $z = A + \frac{2B(E^2+1)}{E^2-1}$ (respectively, $z = A - \frac{2B(E^2+1)}{E^2-1}$), here $E = \frac{(B+\varepsilon_2)^2}{\varepsilon_2^2+2B\varepsilon_2}$, and z_3 and z_4 are the additional eigenvalues of operator $\tilde{H}_1 \otimes I + I \otimes \tilde{H}_1 + K(\lambda, \mu)$.

E). If $\varepsilon_2 > 0$ and $\varepsilon_1 > \frac{2(\varepsilon_2^2+2B\varepsilon_2)}{B}$ (respectively, $\varepsilon_2 < -2B$ and $\varepsilon_1 > \frac{2(\varepsilon_2^2+2B\varepsilon_2)}{B}$), then the essential spectrum of the operator ${}^3\tilde{H}_t^1$ is consists of the union of eight segments: $\sigma_{ess}({}^3\tilde{H}_t^1) = [4A - 8B, 4A + 8B] \cup [3A - 6B + z, 3A + 6B + z] \cup [2A - 4B + 2z, 2A + 4B + 2z] \cup [A - 2B + 3z, A + 2B + 3z] \cup [2A - 4B + z_3, 2A + 4B + z_3] \cup [A - 2B + z + z_3, A + 2B + z + z_3] \cup [2A - 4B + z_4, 2A + 4B + z_4] \cup [A - 2B + z + z_4, A + 2B + z + z_4]$, here $z_1 = A + \frac{2B(\alpha+E\sqrt{E^1-1+\alpha^2})}{E^2-1}$, and $E = \frac{(B+\varepsilon_2)^2}{\varepsilon_2^2+2B\varepsilon_2}$, and the real number $\alpha > 1$, and z_3 and z_4 are the additional eigenvalues of operator $\tilde{H}_1 \otimes I + I \otimes \tilde{H}_1 + K(\lambda, \mu)$.

F). If $\varepsilon_2 > 0$ and $\varepsilon_1 < -\frac{2(\varepsilon_2^2+2B\varepsilon_2)}{B}$ (respectively, $\varepsilon_2 < -2B$ and $\varepsilon_1 < -\frac{2(\varepsilon_2^2+2B\varepsilon_2)}{B}$), then the essential spectrum of the operator ${}^3\tilde{H}_t^1$ is consists of the union of eight segments: $\sigma_{ess}({}^3\tilde{H}_t^1) = [4A - 8B, 4A + 8B] \cup [3A - 6B + z, 3A + 6B + z] \cup [2A - 4B + 2z, 2A + 4B + 2z] \cup [A - 2B + 3z, A + 2B + 3z] \cup [2A - 4B + z_3, 2A + 4B + z_3] \cup [A - 2B + z + z_3, A + 2B + z + z_3] \cup [2A - 4B + z_4, 2A + 4B + z_4] \cup [A - 2B + z + z_4, A + 2B + z + z_4]$, and the discrete spectrum of the operator ${}^3\tilde{H}_t^1$ is consists of three eigenvalues: $\sigma_{disc}({}^3\tilde{H}_t^1) = \{4z, 2z + z_3, 2z + z_4\}$, where $z_1 = A - \frac{2B(\alpha+E\sqrt{E^1-1+\alpha^2})}{E^2-1}$, here $E = \frac{(B+\varepsilon_2)^2}{\varepsilon_2^2+2B\varepsilon_2}$, and the real number $\alpha > 1$, and z_3 and z_4 are the additional eigenvalues of operator $\tilde{H}_1 \otimes I + I \otimes \tilde{H}_1 + K(\lambda, \mu)$.

K). If $\varepsilon_2 > 0$ and $0 < \varepsilon_1 < \frac{2(\varepsilon_2^2+2B\varepsilon_2)}{B}$ (respectively, $\varepsilon_2 < -2B$ and $0 < \varepsilon_1 < \frac{2(\varepsilon_2^2+2B\varepsilon_2)}{B}$), then the essential spectrum of the operator ${}^3\tilde{H}_t^1$ is consists of the union of sixteen segments: $\sigma_{ess}({}^3\tilde{H}_t^1) = [4A - 8B, 4A + 8B] \cup [3A - 6B + z_1, 3A + 6B + z_1] \cup [3A - 6B + z_2, 3A + 6B + z_2] \cup [2A - 4B + 2z_1, 2A + 4B + 2z_1] \cup [2A - 4B + 2z_2, 2A + 4B + 2z_2] \cup [2A - 4B + z_1 + z_2, 2A - 4B + z_1 + z_2] \cup [A - 2B + 3z_1, A + 2B + 3z_1] \cup [A - 2B + 2z_1 + z_2, A + 2B + 2z_1 + z_2] \cup [A - 2B + 3z_2, A + 2B + 3z_2] \cup [A - 2B + z_1 + 2z_2, A + 2B + z_1 + 2z_2] \cup [2A - 4B + z_3, 2A - 4B + z_3] \cup [A - 2B + z_1 + z_3, A + 2B + z_1 + z_3] \cup [A - 2B + z_2 + z_3, A + 2B + z_2 + z_3] \cup [2A - 4B + z_4, 2A + 4B + z_4] \cup [A - 2B + z_1 + z_4, A + 2B + z_1 + z_4] \cup [A - 2B + z_2 + z_4, A + 2B + z_2 + z_4]$, and the discrete spectrum of the operator ${}^3\tilde{H}_t^1$ is consists of eleven eigenvalues: $\sigma_{disc}({}^3\tilde{H}_t^1) = \{4z_1, 3z_1 + z_2, 2z_1 + 2z_2, z_1 + 3z_2, 4z_2, 2z_1 + z_3, z_1 + z_2 + z_3, 2z_2 + z_3, 2z_2 + z_4, z_1 + z_2 + z_4, 2z_1 + z_4\}$, where $z_1 = A + \frac{2B(\alpha+E\sqrt{E^1-1+\alpha^2})}{E^2-1} < m_1$, and $z_2 = A + \frac{2B(\alpha-E\sqrt{E^1-1+\alpha^2})}{E^2-1} > M_1$, here $E = \frac{(B+\varepsilon_2)^2}{\varepsilon_2^2+2B\varepsilon_2}$, and the real number $|\alpha| < 1$, and the real number $\alpha > 1$, and z_3 and z_4 are the additional eigenvalues of operator $\tilde{H}_1 \otimes I + I \otimes \tilde{H}_1 + K(\lambda, \mu)$.

M). If $\varepsilon_2 > 0$ and $-\frac{2(\varepsilon_2^2+2B\varepsilon_2)}{B} < \varepsilon_1 < 0$ (respectively, $\varepsilon_2 < -2B$ and $-\frac{2(\varepsilon_2^2+2B\varepsilon_2)}{B} < \varepsilon_1 < 0$), then the essential spectrum of the operator ${}^3\tilde{H}_t^1$ is consists of the union of sixteen segments: $\sigma_{ess}({}^3\tilde{H}_t^1) = [4A - 8B, 4A + 8B] \cup [3A - 6B + z_1, 3A + 6B + z_1] \cup [3A - 6B + z_2, 3A + 6B + z_2] \cup [2A - 4B + 2z_1, 2A + 4B + 2z_1] \cup [2A - 4B + 2z_2, 2A + 4B + 2z_2] \cup [2A - 4B + z_1 + z_2, 2A - 4B + z_1 + z_2] \cup [A - 2B + 3z_1, A + 2B + 3z_1] \cup [A - 2B + 2z_1 + z_2, A + 2B + 2z_1 + z_2] \cup [A - 2B + 3z_2, A + 2B + 3z_2] \cup [A - 2B + z_1 + 2z_2, A + 2B + z_1 + 2z_2] \cup [2A - 4B + z_3, 2A - 4B + z_3] \cup [A - 2B + z_1 + z_3, A + 2B + z_1 + z_3] \cup [A - 2B + z_2 + z_3, A + 2B + z_2 + z_3] \cup [2A - 4B + z_4, 2A + 4B + z_4] \cup [A - 2B + z_1 + z_4, A + 2B + z_1 + z_4] \cup [A - 2B + z_2 + z_4, A + 2B + z_2 + z_4]$, and the discrete spectrum of the operator ${}^3\tilde{H}_t^1$ is consists of eleven eigenvalues: $\sigma_{disc}({}^3\tilde{H}_t^1) = \{4z_1, 3z_1 + z_2, 2z_1 + 2z_2, z_1 + 3z_2, 4z_2, 2z_1 + z_3, z_1 + z_2 + z_3, 2z_2 + z_3, 2z_2 + z_4, z_1 + z_2 + z_4, 2z_1 + z_4\}$, where $z_1 = A - \frac{2B(\alpha+E\sqrt{E^1-1+\alpha^2})}{E^2-1} < m_1$ and $z_2 = A - \frac{2B(\alpha-E\sqrt{E^1-1+\alpha^2})}{E^2-1} > M_1$, where $E = \frac{(B+\varepsilon_2)^2}{\varepsilon_2^2+2B\varepsilon_2}$, and the real number $0 < \alpha < 1$, lying correspondingly, the below and above of continuous spectrum of the operator \tilde{H}_1 .

N). If $-2B < \varepsilon_2 < 0$, then the essential spectrum of the operator ${}^3\tilde{H}_t^1$ is consists of the union

of three segments: $\sigma_{ess}({}^3\tilde{H}_t^1) = [4A - 8B, 4A + 8B] \cup [2A - 4B + z_3, 2A + 4B + z_3] \cup [2A - 4B + z_4, 2A + 4B + z_4]$, and the discrete spectrum of the operator ${}^3\tilde{H}_t^1$ is consists of empty set: $\sigma_{disc}({}^3\tilde{H}_t^1) = \emptyset$.

In the two-dimensional case we have analogously results. We consider three-dimensional case.

Theorem 7. Let $\nu = 3$. Then

A). 1). If $\varepsilon_2 = -B$ and $\varepsilon_1 < -6B$ (respectively, $\varepsilon_2 = -B$ and $\varepsilon_1 > 6B$), then the essential spectrum of the operator ${}^3\tilde{H}_t^1$ is consists of the union of eight segments: $\sigma_{ess}({}^3\tilde{H}_t^1) = [4A - 8B, 4A + 8B] \cup [3A - 6B + z, 3A + 6B + z] \cup [2A - 4B + 2z, 2A + 4B + 2z] \cup [A - 2B + 3z, A + 2B + 3z] \cup [2A - 4B + z_3, 2A + 4B + z_3] \cup [A - 2B + z + z_3, A + 2B + z + z_3] \cup [2A - 4B + z_4, 2A + 4B + z_4] \cup [A - 2B + z + z_4, A + 2B + z + z_4]$, and the discrete spectrum of the operator ${}^3\tilde{H}_t^1$ is consists of three eigenvalues: $\sigma_{disc}({}^3\tilde{H}_t^1) = \{4z, 2z + z_3, 2z + z_4\}$, where $z = A + \varepsilon_1$, and z_3 and z_4 are the additional eigenvalues of operator $\tilde{H}_1 \otimes I + I \otimes \tilde{H}_1 + K(\lambda, \mu)$.

2). If $\varepsilon_2 = -B$ and $-6B \leq \varepsilon_1 < -2B$ (respectively, $\varepsilon_2 = -B$ and $2B \leq \varepsilon_1 < 6B$), then the essential spectrum of the operator ${}^3\tilde{H}_t^1$ is consists of the union of three segments: $\sigma_{ess}({}^3\tilde{H}_t^1) = [4A - 8B, 4A + 8B] \cup [2A - 4B + z_3, 2A + 4B + z_3] \cup [2A - 4B + z_4, 2A + 4B + z_4]$, and the discrete spectrum of the operator ${}^3\tilde{H}_t^1$ is consists of empty set: $\sigma_{disc}({}^3\tilde{H}_t^1) = \emptyset$.

In Theorem 7, the remaining cases are also considered, due to the lack of space, we could not give these results.

References

- [1.] J. Hubbard, Electron correlations in narrow energy bands, *Proc. Roy. Soc. A.*, 276, 238-257. (1963)
- [2.] M. C. Gutzwiller, Effect of Correlation on the Ferromagnetism of Transition Metals, *Phys. Rev. Lett.*, 10. 159-162. (1963)
- [3.] Kanamori J, Electron correlation and ferromagnetism of transition metals, *Prog. Theor. Phys.*, 30. 275-289. (1963).
- [4.] P. W. Anderson, Localized Magnetic States in Metals, *Phys. Rev.*, 124, 41-53. (1961)
- [5.] S. P. Shubin, and S. V. Wonsowsky, On the electron theory of metals, *Proc. Roy. Soc. A.*, 145. 159-172. (1934)
- [6.] P. Arovas Daniel, Berg Erez, A. Kivelson Steven, and Raghy Srinivas, The Hubbard Model, *Annu. Rev. Condens. Matter Physics*, 13. 239-274, (2022).
- [7.] Yu. A. Izyumov, The Hubbard model in the regime of strong electronic correlations, *Advances of physical sciences*, 164. No. 4, 403-427. (1995)
- [8.] S. G. Ovchinnikov, E. I. Shnayder, Spectral functions of the Hubbard model in the case of half-filling, *Solid State Physics*, 46., No. 8, 1428-1432. (2004).
- [9.] Yu. A. Izyumov, N.I. Chashin, D.S. Alekseev, Theory of strongly correlated systems. The method of the generating functional, *[in Russian], Moscow-Ijevsk*, (1995) 390 page
- [10.] B. V. Karpenko, V. V. Dyakin and G.L. Burdina, Two electrons in the Hubbard Model, *Phys. Met. Metallogr.*, 61. 702-706. (1986)
- [11.] S. M. Tashpulatov, Spectral Properties of three-electron systems in the Hubbard Model, *Theoretical and Mathematical Physics*. 179. No. 3, 712-728. (2014)
- [12.] Tashpulatov S. M. Spectra of the energy operator of four-electron systems in the triplet state in the Hubbard Model, *Journal Phys. Conf. Ser.*, 697, 012025. (2016)
- [13.] Tashpulatov S. M. The Structure of Essential Spectra and Discrete Spectrum of Four-Electron Systems in the Hubbard Model in a Singlet State, *Lobachevskii Journal of Mathematics*, 38, 530-541. (2017). <https://doi.org/10.1134/S1995080217030246>

PHOTONUCLEAR REACTIONS ON ^{NAT}SE INDUCED WITH BREMSSTRAHLUNG END-POINT ENERGIES OF 10-80 MEV

F. Rasulova^{1,2*}, N. Aksenov¹, R. Aliev^{3,4}, S. Belyshev^{5,6}, I. Chuprakov^{1,7}, A. Madumarov¹, M. Demichev¹, D. Demin¹, S. Evseev¹, N. Fursova^{5,6}, M. Gostkin¹, J. Khushvaktov^{1,2}, V. Kobets¹, A. Kuznetsov^{5,6}, S. Rozov¹, E. Ruziev², T. Tran¹, E. Yakushev¹, B. Yuldashev^{1,2}

¹ Joint Institute of Nuclear Research, Dubna, Russia, *E-mail: rasulova@jinr.ru (corresponding author)

² Institute of Nuclear Physics of UzAS, Tashkent, Uzbekistan

³ Faculty of Chemistry, Lomonosov Moscow State University, Russia

⁴ National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

⁵ Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Lomonosov Moscow State University, Russia

⁶ Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Russia

⁷ Institute of Nuclear Physics, Almaty, Republic of Kazakhstan

Abstract

The relative yields were first measured for the photonuclear reactions at end-point bremsstrahlung gamma energies ranging from 10 MeV to 80 MeV. The experiments were performed with the beam from the electron linear accelerator LINAC-200 LNP JINR, microtrons RTM-55 SINP MSU and MT-25 LNR JINR with the use of the γ -activation technique. The bremsstrahlung photon flux was calculated with the program Geant4. The theoretical values of the relative yields were calculated using the partial cross section $\sigma(E)$ computed with the TALYS package code and the combined model of photonuclear reactions.

Key words: photonuclear reaction, bremsstrahlung, isospin splitting, giant dipole resonance, quasideuteron mechanism, Geant4, TALYS, CMPR.

The experiments were performed with the beam from the electron linear accelerator LINAC-200 LNP JINR, microtrons RTM-55 SINP MSU and MT-25 LNR JINR with the use of the γ -activation technique. The main parameters of experiments are given in the Table 1. After irradiation, the target was transferred to a separate measuring room, where the induced activity in the irradiated target was measured using a high purity germanium HPGe detector. The energy and efficiency calibrations of the HPGe detector were carried out using the standard gamma-ray sources. The gamma-ray spectra were processed using the DEIMOS32 code [1], which fits the count area of the full-energy peaks with the Gaussian function. The identification of the processed peaks was based on the gamma-ray energy and intensity, and the half-life of the generated residual nuclei.

Table 1. Main parameters of experiments

Energy, MeV	Accelerator	Characteristics of beam	Mass of selenium target, mg	Time of irradiation, min
10-23	MT-25	~20 μ A, continuous beam	700-70 (metal)	120-10
20, 40, 60, 80	LINAC-200	20 mA, 2 μ s, 10 Hz	200-150 (metal)	40-15
55	RTM-55	~10 μ A, continuous beam	1200 (powder)	80

Fig 1. shows experimental values of the relative yields normalized to the yield of the reaction $^{82}\text{Se}(\gamma, 1n)^{81m+g}\text{Se}$. ^{73}As is formed as a result of multiparticle reactions in light isotopes of selenium. For this nucleus, one can see an increase in the relative yield in the region after the GDR. The linear increase of the relative yield in the region after the GDR for this nucleus is described by the contribution of the quasi-deuteron mechanism.

The main difference between the CMPR and standard programs that use statistical descriptions of photonuclear reactions is that the influence the isospin effects have on GDR decay are considered. In addition, the GDR photoabsorption cross section is calculated differently. In the CMPR [3], the formation of excited state of the system is described by a semimicroscopic model of oscillations and a quasi-neutron model of photoabsorption. In the TALYS code [4], the photoabsorption cross section can be calculated in the form of a Lorentzian whose parameters are based on the characteristics of a system. To calculate the partial cross sections of photoreactions, the CMPR and TALYS use a combination of an evaporative and an exciton pre-equilibrium mechanism of the decay of composite nuclei with the emission of nucleons and γ -quanta.

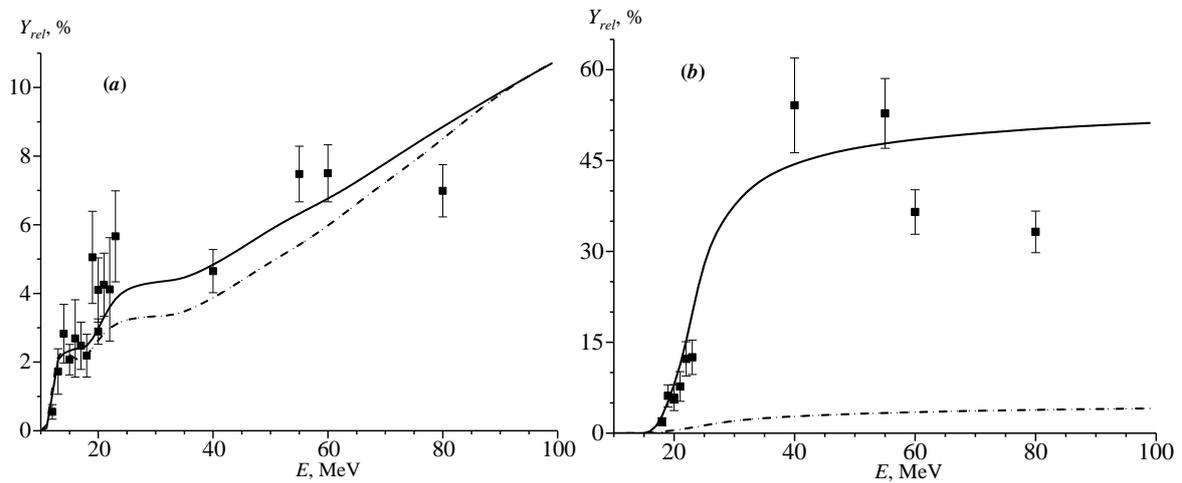


Figure 1. The relative yields of $^{74,76,77}\text{Se}(\gamma, xn1p)^{73}\text{As}$ (a) and $^{80,82}\text{Se}(\gamma, xn1p)^{79}\text{As}$ (b) reactions as a function of bremsstrahlung end-point energy from the present work and the simulated values using CMPR (solid line) and TALYS1.96 code (dashed line) based on monoenergetic photons

The experimental values for photoproton reactions, resulting in which the formation of a nucleus ^{79}As (see Fig. 1) exceed by several orders of magnitude the theoretical values obtained using TALYS. It confirms that in heavy isotopes of Se, isospin GDR splitting plays an important role, taking it into account provides correct description of the photoproton channel of GDR decay.

References

- [1.] J. Frana., Program DEIMOS32 for gamma-ray spectra evaluation, Rad. Nucl. Chem. **257**, 583 (2003).
- [2.] J. Allison et al., Recent developments in Geant4, NIM A, **835**, 186 (2016).
- [3.] B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin, Modified version of the combined model of photonucleon reactions, Physics of Atomic Nuclei, **78**, 557 (2015).
- [4.] A. Koning, S. Hilaire, S. Goriely. TALYS-1.96: A Nuclear Reaction Program, User Manual (2021).

О КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ ПОЛЯ С НОВЫМ МАСШТАБОМ - ФУНДАМЕНТАЛЬНОЙ МАССОЙ

И. Рустам

Кафедра теоретической физики и квантовой электроники Самаркандского государственного университета имени Шарафа Рашидова, г. Самарканд, Узбекистан.

ibrustam@mail.ru

Одной из побудительных причин для квантования пространства-времени является трудности с ультрафиолетовыми расходимостями в квантовой теории поля (КТП). Параметр типа фундаментальной длины l (или фундаментальной массы M) непременно возникал в так называемых нелокальных вариантах КТП, тоже нацеленных на избавление теории от ультрафиолетовых расходимостей. Несмотря на определенные успехи, это направление так и не вышло за рамки феноменологического подхода, поскольку формфакторы, подавляющие расходимости, в нелокальных теориях необходимо извлекать из опытных данных. Известно, однако, что наиболее важные реалистические теории поля-квантовая электродинамика, квантовая хромодинамика, модель Салама-Вейнберга-Глэшоу и т.д., принадлежат к классу т. н. нормируемых теорий, в которых существование расходимостей не мешает проведению количественных расчетов с любой степенью точности. Успехи этих теорий в описании имеющихся на сегодня экспериментальных данных не являются аргументом против существования фундаментальной длины l . Они свидетельствуют лишь о том, что современная физика высоких энергий еще далеко отстоит от того рубежа, за которым могут проявиться новые геометрические свойства пространства-времени. С позиции сегодняшнего дня многим теоретикам представляется весьма вероятным, что «истинная» теория поля, способная дать адекватное описание всех взаимодействий элементарных частиц, будет, по меньшей мере перенормируемой лагранжевой теорией, обладающей локальной калибровочной (супер)симметрией. Спрашивается, может ли такая схема содержать параметр типа фундаментальной длины? Ответ на этот вопрос могут дать лишь будущие эксперименты в области сверхвысоких энергиях.

Идея о наличии в природе новой универсальной постоянной размерности массы или длины, которая бы фиксировала определенный масштаб в области высоких энергий (или на малых пространственно-временных расстояниях), многократно обсуждалась в литературе в самых различных текстах. Хорошо известным примером является квантование пространственно-времени направление в квантовой теории поля (КТП), основанное гипотезе о дискретной (квантованной) структуре пространственно-временного мира в области малых масштабов. Линейный размер “кванта-пространства” интерпретируется как новая универсальная постоянная-фундаментальная (также элементарная, минимальная) длина l . Обратная величина $M = 1/l$ выступает, соответственно, в роли «фундаментальной массы». С точки зрения данного подхода стандартной КТП отвечает предельный $l = 0$ (или $M \rightarrow \infty$). Но, на сегодняшний день, в экспериментах в пределах $l \geq 10^{-20}$ метр еще l не обнаружена. Но, этот рубеж еще чрезвычайно далеко отстоит от «планковской длины» $l \approx 10^{-35}$ метр, определяющей пространственные масштабы эффектов квантовой гравитации. По мере преодоления колоссального интервала $10^{-20} - 10^{-35}$ метр будут открыты новые физические явления и закономерности, ассоциированные с новым «масштабом природы»- фундаментальной длиной l , или фундаментальной массой $M = \frac{\hbar}{cl}$.

В.Г.Кадышевский и М.Д.Матеев основываясь гипотезе о фундаментальную длину, облачая l в геометрическую форму получили новую КТП для скалярного поля [1]. При этом, по соображениям размерности, в p – представлении теории роль нового универсального масштаба наложена на фундаментальной массе M . Пусть параметр M имеет непосредственное отношение к геометрии импульсного 4-пространства теории, определяя его крупномасштабную структуру, т.е. строение области «больших» импульсов $|p| \geq M$. Область «малых» импульсов $|p| \ll M$ при этом должна оставаться приближенно евклидовой, чтобы не нарушалась соответствие со стандартной евклидовой КТП [2]. Именно, такой геометрией обладают простейшие римановы 4-пространства, имеющие постоянную (положительную или отрицательную) кривизну [3] Рассмотрены гиперсферы в пространстве 5- измерений, отождествляя радиусы гиперсферы фундаментальной массой M .

Углубляясь формулировке КТП с фундаментальной массой [4] мы с самого начала будем разворачивать в конфигурационном представлении, переходя от p – пространства Минковского к p –

пространству де-Ситтера с достаточно большим радиусом M . Пространство де-Ситтера обладает постоянной кривизной. В соответствии с ее знаком имеются две возможности:

$$p_0^2 - p_1^2 - p_2^2 - p_3^2 + p_5^2 = M^2 \quad (1)$$

(кривизна положительна)

$$p_0^2 - p_1^2 - p_2^2 - p_3^2 - p_5^2 = -M^2 \quad (2)$$

(кривизна отрицательна)

Неевклидово 4-пространство (2) называют также мнимым 4-пространством Лобачевского. Естественно, что КТП, опирающаяся на импульсное пространство вида (1)-(2), должна предсказать новые физические явления при $E \geq M$. В принципе M может оказываться близким к планковской массе $M_{Planck} = \sqrt{\frac{\hbar c}{k}} \approx 10^{19}$ ГэВ. Тогда эта новая схема обязана включить в себе квантовую теорию гравитации. Стандартной КТП отвечает приближение «малых» 4-импульсов которое во многих случаях формально достигается при $M \rightarrow \infty$ («плоский предел»). Далее рассмотрим квантовую версию уравнения (2). С помощью стандартной для квантовой теории постановки $p_\mu = i\hbar \frac{\partial}{\partial x^\mu}$ и $p_5 = i\hbar \frac{\partial}{\partial x^5}$ получим следующую полевое уравнение в 5 измерениях:

$$\left[\frac{\partial^2}{\partial x_\mu \partial x^\mu} - \frac{\partial^2}{\partial x_5^2} - \frac{M^2 c^2}{\hbar^2} \right] \Phi(x^\mu, x^5) = 0 \quad (3)$$

Здесь мы умышленно использовали нормальные единицы, чтобы подчеркнуть, что три универсальные постоянные \hbar, c и M группируя в один параметр-фундаментальную длину $l = \hbar/Mc$. На само уравнение (3) естественно также распространяя термин «фундаментальной». Этому уравнению обязаны подчинятся все поля, независимо от их тензорной размерности. Переходя в (3) к смешанному (p, x_5) -представлению, получим уравнению

$$\left[p^\mu p_\mu + \frac{\partial^2}{\partial x_5^2} + M^2 \right] \Phi(p, x_5) = 0 \quad (4)$$

имеющий решение при всех $p^\mu p_\mu = p^2$, включая область $p^2 + M^2 < 0$. Следовательно, $p_5 = \sqrt{p^2 + M^2}$ теперь принимает как вещественные, так и чисто мнимые значения. Если мы определим эту величину как обобщенную функцию:

$$p_5 = \sqrt{(p^2 + M^2 + i0)} = \begin{cases} \sqrt{p^2 + M^2}, & \text{если } p^2 + M^2 > 0 \\ i\sqrt{-p^2 - M^2}, & \text{если } p^2 + M^2 < 0 \end{cases} \quad (5)$$

С помощью (5) записываем общее решение уравнения (4):

$$\Phi(p, x_5) = \cos[x_5 \sqrt{(p^2 + M^2 + i0)}] \Phi(p, 0) + \frac{\sin[x_5 \sqrt{(p^2 + M^2 + i0)}]}{\sqrt{(p^2 + M^2 + i0)}} \frac{\partial \Phi(p, 0)}{\partial x_5} \quad (6)$$

где «начальные данные» $\Phi(p, 0)$ и $\frac{\partial \Phi(p, 0)}{\partial x_5}$ определены при всех значениях 4-импульсов. Производя над (10) преобразование Фурье, находим формальное решение уравнение (3). Необходимо подчинить произвольные функции $\Phi(p, 0)$ и $\frac{\partial \Phi(p, 0)}{\partial x_5}$ по меньшей мере экспоненциальным условием убывания в области $p^2 + M^2 < 0$ при $|p| \rightarrow \infty$. Можно сказать и так: удовлетворяющие указанному критерию $\Phi(p, 0)$ и $\frac{\partial \Phi(p, 0)}{\partial x_5}$ образуют класс функций, в пределах которого допустима корректная постановка задачи Коши для фундаментальной уравнение (3) по переменной x_5 :

$$\begin{cases} \left[\frac{\partial^2}{\partial x^\mu \partial x_\mu} - \frac{\partial^2}{\partial x_5^2} - \frac{M^2 c^2}{\hbar^2} \right] \Phi(x^\mu, x^5) = 0, \\ \Phi(x^\mu, x^5)|_{x^5=0} = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int e^{-ipx} \Phi(p, 0) d^4 p, \\ \frac{\partial \Phi(x^\mu, x^5)}{\partial x^5} |_{x^5=0} = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int e^{-ipx} \frac{\partial \Phi(p, 0)}{\partial x^5} d^4 p \end{cases} \quad (7)$$

Если задача Коши (7) корректна, то решение фундаментальной уравнение дается интегралом Фурье, причем по самому построению оно является единственным. Следовательно, существует взаимно-однозначное соответствие

$$\Phi(x^\mu, x^5) \leftrightarrow \left(\begin{array}{c} \Phi(x^\mu, 0) \\ \partial\Phi(x^\mu, 0)/\partial x^5 \end{array} \right) \equiv \left(\begin{array}{c} \Phi(x^\mu) \\ \chi(x^\mu) \end{array} \right) \quad (8)$$

Иными словами, утверждение о том, что всем полям в 5-пространстве сопоставляется своя волновая функция $\Phi(x, x^5)$, подчиняющаяся фундаментальной уравнение (3), равносильно утверждению, что каждое из этих полей в обычном пространстве-времени описывается волновой функцией с удвоенным, по сравнению с прежним, числом компонент:

$$\Phi(x, x^5) \leftrightarrow \left(\begin{array}{c} \Phi(x) \\ \chi(x) \end{array} \right)$$

Далее естественно предположить, начальные данные подчиняются лагранжевым уравнениям движения, которые следуют из соображения стационарности действия

$$S = \int d^4x L \left[\Phi(x, 0), \frac{\partial\Phi(x, 0)}{\partial x^5} \right] \quad (9)$$

Главная задача этой теории состоит в том, чтобы построить конкретные выражения для лагранжианов $L \left[\Phi(x, 0), \frac{\partial\Phi(x, 0)}{\partial x^5} \right]$ в физически интересных случаях, выяснить смысл дополнительных полевых переменных и дать описание новых физических эффектов в области сверхвысоких энергиях $E \geq M$. В этой связи заметим, что, положив в основы КТП задачу Коши (7), мы фактически ввели концепцию поля. При преобразованиях группы де Ситтера $O(1,4)$, являющейся группой движений пространства отрицательной кривизной (2), величины $(i \frac{\partial}{\partial x^\mu}, i \frac{\partial}{\partial x^5})$ при «вращениях» в $(\mu 5)$ - плоскостях

$$i \frac{\partial}{\partial x^{\mu'}} = i \frac{\partial}{\partial x_\mu} + \frac{q_\mu}{M} \left[-i \frac{\partial}{\partial x^5} + \frac{q^v}{M - q_5} i \frac{\partial}{\partial x_\mu} \right], \quad i \frac{\partial}{\partial x^5} = -\frac{iq^v}{M} \frac{\partial}{\partial x_v} - i \frac{q_5}{M} \frac{\partial}{\partial x^5} \quad (10)$$

где $q^2 - q_5^2 = -M^2$.

В плоском пределе $M \rightarrow \infty$ эти соотношения должны выражаться в преобразования сдвига псевдоевклидова p -пространства $i \frac{\partial}{\partial x_\mu} = i \frac{\partial}{\partial x_\mu} + q_\mu$. С учетом $|p_0|, |\vec{p}| \ll M$, и $p^5 = g^{55} p_5 \cong M$, заключаем, что при $M \rightarrow \infty$ $\left| i \frac{\partial}{\partial x_\mu} \Phi(x, x^5) \right| \ll M |\Phi(x, x^5)|$ отсюда имеем $i \frac{\partial}{\partial x_\mu} \Phi(x, x^5) \cong -M \Phi(x, x^5)$. Далее эту соотношению можно проинтегрировать, $\Phi(x, x^5) \cong e^{iMx^5} \Phi(x, x^5)$. Таким образом, в плоском пределе $M \rightarrow \infty$ зависимость от дополнительной координаты x^5 исчезает, если в качестве пятимерной волновой функции использовать $e^{-iMx^5} \Phi(x, x^5)$:

$$\frac{\partial}{\partial x^5}_{M \rightarrow \infty} [e^{-iMx^5} \Phi(x, x^5)] \cong 0. \quad (11)$$

Это соотношение (11) одновременно является предельной формой фундаментально уравнения (3) при $M \rightarrow \infty$. Видим теперь, что начальные условия задачах Коши в плоском пределе принимают $\Phi(x^\mu, x^5)|_{x^5=0} = \Phi(x, 0)$ и $\frac{\partial}{\partial x^5} \Phi(x^\mu, x^5)|_{x^5=0} = iM \Phi(x, 0)$. Таким образом, характерное для новой схемы удвоение числа полевых степеней свободы исчезает при $M \rightarrow \infty$. Отсюда, в частности $\lim_{M \rightarrow \infty} L[\Phi(x, 0), \frac{\partial}{\partial x^5} \Phi(x, 0)] = L[\Phi(x, 0)]$, т.е. при конечном M аналогом обычной полевой переменной следует считать $\Phi(x, 0)$. Если мы при постановке задачи Коши задавали начальные условия при произвольном фиксированном значении $x^5 = const$ вместо (9) действия имели бы:

$$S = \int_{x^5=const} d^4x L \left[\Phi(x, x^5), \frac{\partial\Phi(x, x^5)}{\partial x^5} \right]. \quad (12)$$

Далее, сознавая на (12) приведем некоторые действия в нашем подходе для полей, например для свободных скалярных $\varphi(x, x^5)$, спинорных $\psi(x, x^5)$, и векторных полей $A_\mu(x, x^5)$.

Действия для поля невзаимодействующих нейтральных скалярных частиц с нулевой массой:

$$S = \frac{1}{2} \int d^4x \left[\frac{\partial\varphi(x, x^5)}{\partial x^\mu} \frac{\partial\varphi(x, x^5)}{\partial x_\mu} + \left| -i \frac{\partial\varphi(x, x^5)}{\partial x^5} - M\varphi(x, x^5) \right|^2 \right] =$$

$$= \frac{1}{2} \int d^4x \left[\frac{\partial \varphi(x)}{\partial x^\mu} \frac{\partial \varphi(x)}{\partial x_\mu} + M^2 \left| -i \frac{\partial \varphi(x)}{\partial x^5} - \varphi(x) \right|^2 \right] \quad (13)$$

Действия для свободных спинорных полей:

$$S = \frac{1}{2} \int d^4x \{ \bar{\psi}(x, x^5) (i\hat{\partial} + M) \left[\frac{-i}{M} \frac{\partial}{\partial x_5} \psi(x, x^5) \right] + \right. \\ \left. + M \left[\frac{-i}{M} \frac{\partial}{\partial x_5} \psi(x, x^5) \right] (i\hat{\partial} + M) \psi(x, x^5) - \left[\frac{-i}{M} \frac{\partial}{\partial x_5} \psi(x, x^5) \right] \left[\frac{-i}{M} \frac{\partial}{\partial x_5} \psi(x, x^5) \right] - \right. \\ \left. - \bar{\psi}(x, x^5) \left[M + \frac{(i\hat{\partial})^2}{M} \right] \psi(x, x^5) \right\} \quad (14)$$

Действия для свободных векторных полей:

$$S = -\frac{1}{4} \int d^4x \{ F_{KL}(x, x^5) F^{KL}(x, -x^5) + 2 \left| \frac{\partial A^\mu(x, x^5)}{\partial x^\mu} - M A_5(x, x^5) - \frac{\partial A_5}{\partial x^\mu} \right|^2 \} \quad (15)$$

где $A^\mu(x, x^5)$ и $A_5(x, x^5)$ -векторные поля, $F_{KL}(x, x^5) = \frac{\partial}{\partial x^K} [e^{-iMx^5} A_L(x, x^5)] - \frac{\partial}{\partial x^L} [e^{-iMx^5} A_K(x, x^5)]$ -тензор векторного поля в 5-мерном пространстве, а $K, L = 0, 1, 2, 3, 5$.

В итоге, хотя перенормируемость этой нашей теории еще не доказана, в принципе в древесном приближении можем вычислять сечение некоторых ядерных реакции и выделить роль нового масштаба фундаментальной массой. Результаты расчетов в рамках нашей теории процессов рассеяния поляризованных электронов в области сверхвысоких энергиях можем рекомендовать экспериментаторам [5].

Список литературы

1. Kadyshevsky V.G., and Mateev M.D. , Quantum field theory and a new universal high-energy scale. II: Gauge vector fields // Nuovo Cimento, A 87, 324, p.139 (1985).
2. Chizhov M.V., Donkov A.D., Ibadov R.M., Kadyshevsky V.G. and Mateev M.D., *Quantum Field Theory and a New Universal High Energy Scale. Dirac Fields*// Nuovo Cimento. **87A**, No.3 (1985), p.350. Chizhov M.V., Donkov A.D., Ibadov R.M., Kadyshevsky V.G. and Mateev M.D., *Quantum Field Theory and a New Universal High Energy Scale. Gauge Vector Fields*// Nuovo Cimento. **V.87A**, No.4 (1985), p.375.
3. Rodionov V. N. , Kravtsova G. A., An Algebraic PT_Symmetric Quantum Theory with a Maximal Mass// Physics of Particles and Nuclei, 2016, Vol. 47, No. 2, pp. 135–156.
4. Ibadov R.M., Kadyshevsky V.G., New formulation of Quantum field theory with Fundamental mass// in: Proceedings 5th International Symposium on Selected Topics in Statistical Mechanics, Dubna, (World Scientific, Singapore (1989), p.131).
5. Ibadov R., Tuhtamishev S., Khodjaeva U. Some experimental consequences hypotheses about Fundamental Mass// European Science 2017, № 2 (24), 6-13.

OVERVIEW OF UNSTABLE STATES STUDIES IN FRAGMENTATION OF RELATIVISTIC NUCLEI

A. Zaitcev* and P.I. Zarubin

Joint Institute for Nuclear Research, Joliot-Curie St 6, 141980 Dubna, Russia,

*E-mail: zaitcev@jinr.ru (corresponding author)

Abstract

Starting with the discovery of the nuclear component of cosmic rays, the nuclear track emulsion method (NTE) makes an opportunity to study the composition of the relativistic fragmentation of nuclei at high-energy accelerators. The promising potential of the relativistic approach to the analysis of ensembles of fragments was manifested in NTE exposed by nuclei at several GeV per nucleon accelerated at the JINR Synchrophasotron and Bevalac (USA) in the 1970s. Since the 2000s of the NTE method is applied in the BECQUEREL experiment at the JINR Nuclotron in respect to the cluster structure of nuclei, including radioactive ones, as well as the search for unstable nuclear-molecular states. Due to its unique sensitivity and spatial resolution the used NTE method gives an opportunity to study in a unified approach multiple final states arising in the dissociation of relativistic nuclei. The aims to search in the relativistic approach for the α -particle Bose-Einstein condensate (α BEC), an unstable state of S-wave α -particles. The extremely short-lived ${}^8\text{Be}$ nucleus is described as 2α BEC, and the ${}^{12}\text{C}(0^+{}_2)$ excitation or Hoyle state (HS) as 3α BEC. The realizability of more complex states is essential in nuclear astrophysics.

Using NTE layers exposed longitudinally to relativistic nuclei the invariant mass of ensembles of He and H fragments can be determined over the emission angles in the approximation of conservation of initial momentum per nucleon. The ${}^8\text{Be}$ and HS decays, as well as ${}^9\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}p$ decays, are identified in fragmentation of light nuclei by an upper constraint on the invariant mass [1]. This approach has been used to identify ${}^8\text{Be}$ and HS and search for more complex states of α BEC in fragmentation of medium and heavy nuclei. Recently, based on the statistics of dozens of ${}^8\text{Be}$ decays, an increase in the probability of detecting ${}^8\text{Be}$ with an increase in the number of associated α -particles $n\alpha$ was found [2]. The exotically large sizes and lifetimes of ${}^8\text{Be}$ and HS suggest the possibility of synthesizing α BEC by successively connecting the emerging α -particles $2\alpha \rightarrow {}^8\text{Be}$, ${}^8\text{Be}\alpha \rightarrow {}^{12}\text{C}(0^+{}_2)$, ${}^{12}\text{C}(0^+{}_2)\alpha \rightarrow {}^{16}\text{O}(0^+{}_6)$, $2{}^8\text{Be} \rightarrow {}^{16}\text{O}(0^+{}_6)$ and further with a decreasing probability at each step, when γ -quanta or recoil particles are emitted. Ongoing investigation aims to measure $n\alpha$ channels of ${}^{84}\text{Kr}$ fragmentation at energies up to 950 MeV per nucleon to determine the contributions of 2α decays of ${}^8\text{Be}$, the Hoyle 3α state, and the search for a 4α particle condensate state [3].

Key words: relativistic dissociation, α -fragmentation, nuclear emulsion, unstable nuclei

References

- [1] D.A. Artemenkov et al., Eur. Phys. J. A **56** (2020) 250; arXiv: 2004.10277.
- [2] A.A. Zaitsev et al., Phys. Lett. B **820** (2021) 136460; arXiv: 2102.09541.
- [3] D.A. Artemenkov et al., Phys. At. Nucl., **85**, 528 (2022); arXiv: 2206.09690.

КОНЦЕНТРАЦИЯ Ra-226 В КОММЕРЧЕСКИХ БУТЫЛОЧНЫХ ВОДАХ ТАШКЕНТА

С. Васидова, А. Васидов

*Институт ядерной физики АН РВз, М.Улугбекский район, пос. Улугбек, ул. Хорасан 1, 100214, Ташкент,
E-mail: vasidova91@mail.ru

Абстракт

Для определения концентрации Rn-222 и Ra-226 в бутылочных водах были приобретены шестнадцать марочных вод из магазинов и аптек Ташкента. При измерении концентрации радона в бутылочных водах был применен метод барботирования радонового воздуха из проб воды в объем сцинтилляционной ячейки с помощью мини насоса. Альфа активность дочерних радионуклидов Po-218 и Po-214 были зарегистрированы сцинтилляционным методом. Концентрация Rn-222 и Ra-226 в коммерческих бутылочных водах Ташкента найдены в интервале от 0.20 ± 0.03 Бк/кг до 3.16 ± 0.41 Бк/кг.

Ключевые слова: Объемная активность Rn-222, концентрация Ra-226 в воде, сцинтилляционная ячейка, мини насос, барботирования, равновесия активностей.

Ссылка

[1.] Васидов А. Методы измерения объемной активности и скорости эксхалации радона // Германия, LAMBERTAcademicPublishing. 2013. -216 с.

STUDY OF THE $^{242}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca}$ AND $^{238}\text{U} + ^{48}\text{Ca}$ REACTIONS AT DGFRS-II SEPARATOR

D. Ibadullayev^{1, 2, 3,*}, Vladimir K. Utyonkov¹, Yury Ts. Oganessian¹, F.Sh. Abdullin¹, S.N. Dmitriev¹, M.G. Itkis¹, A.V. Karpov¹, N.D. Kovrizhnykh¹, D.A. Kuznetsov¹, O.V. Petrushkin¹, A.V. Podshibiakin¹, A.N. Polyakov¹, A.G. Popeko¹, R.N. Sagaidak¹, L. Schlattauer^{1,4}, V.D. Shubin¹, M.V. Shumeiko¹, D.I. Solovyev¹, Yu.S. Tsyganov¹, A.A. Voinov¹, V.G. Subbotin¹, A.Yu. Bodrov¹, A.V. Sabel'nikov¹

¹Joint Institute for Nuclear Research, Joliot-Curie str. 6, 141980 Dubna, Russian Federation,

*E-mail: ibadullayev@jinr.ru (corresponding author).

²Eurasian National University, 010000 Astana, Kazakhstan.

³Institute of Nuclear Physics, 050032 Almaty, Kazakhstan.

⁴Palacky University Olomouc, Department of Experimental Physics, Faculty of Science, 771 46 Olomouc, Czech Republic

Abstract

This work presents the results of the experiments performed at the FLNR, JINR Superheavy Element Factory (SHE Factory). The experiments were carried out on the basis of the new cyclotron DC-280 with an intensity of accelerated particles of up to 10 pμA [1] and gas filled separator DGFRS-2 [2] and were aimed at study of the $^{242}\text{Pu} + ^{48}\text{Ca}$ and $^{238}\text{U} + ^{48}\text{Ca}$ reactions. The main goal of this experiments consisted in determining the capabilities of the SHE Factory for the production and study of new isotopes of known superheavy elements up to Og(Z=118), as well as the synthesis of new ones with Z>118.

The decay properties of ^{286}Fl and ^{287}Fl , as well as their α -decay products, have been updated from 25 and 69 new decay chains, respectively. Additionally, 16 decay chains of ^{283}Cn were observed in the $^{238}\text{U} + ^{48}\text{Ca}$ reaction. During the experiment, the maximum intensity of the ^{48}Ca ion beam was 6.5 pμA. The stability of the target was measured at such high intensities. Possibility of existing of isomeric states in the ^{287}Fl consecutive α decays is discussed. A new α line with energy of 100-200 keV lower than the main one at 10.19 MeV was observed for the first time for even-even ^{286}Fl . The maximum cross section of $10.4^{+3.5}_{-2.1}$ pb was measured for the $^{242}\text{Pu}(^{48}\text{Ca},3n)^{287}\text{Fl}$ reaction.

Key words: SuperHeavy Elements, cyclotron, separator, fusion reaction, decay chains, cross section, heavy ion beam.

References

[1.] G.G. Gulbekian S.N. Dmitriev, M.G. Itkis, Yu.Ts. Oganessyan, B.N. Gikal et. al. Start-Up of the DC-280 Cyclotron, the Basic Facility of the Factory of Superheavy Elements of the Laboratory of Nuclear Reactions at the Joint Institute for Nuclear Research. // Phys. Part. Nucl. Lett. **16**, 866 (2019).

[2.] Yu.Ts. Oganessian, V.K. Utyonkov et al. DGFRS-2 - a gas-filled recoil separator for the Dubna Superheavy Element Factory. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **1033** (2022) 166640.

THE SOLUTION OF NIELS BOHR'S PROBLEM ON INTERACTIVE

M. Y. Rasulova

*Institute of Nuclear Physics, Academy of Sciences of Uzbekistan, Tashkent, Uzbekistan,
E-mail: rasulova@live.com*

Abstract

One of the most urgent problems of our time is the security of information transfer. This can be seen even from the fact how much spam we receive every day by email. It is known that Advanced Encryption Standard [1], which is the basis of western information encryption, is based on such chaotic actions as permutation of cells, columns and matrix rows, which are the conversion of plaintext to ciphertext. These actions are random in nature and therefore do not provide complete confidentiality of information. Complete confidentiality of information can be provided if each information cell is closed using its own transformation. Such a complete set of transformations can be obtained by solving the equations for a function of N variables, where N is the number of cells. As known, there are very few exactly solvable equations for functions of N variables. One of the most reliable is the Lieb-Liniger model for describing the system of bosons interacting by means of delta-function potentials. This problem was first solved by Lieb and Liniger [2] and is known in the scientific literature as the Lieb-Liniger model. Another vulnerable point leading to the loss of information security is the process of the encryption key transmitting after sending encrypted information from the sender (Alice) to the recipient (Bob). This vulnerability can be eliminated if Alice and Bob have their own encryption keys.

Researchers drew attention to the problem of having their own encryption keys long before the development of modern information technologies. Back in the early 30s of the twentieth century, an attempt to play poker at a distance between Professor Niels Bohr with colleagues was unsuccessful, and a problem arose for the players to have their own encryption keys. Only in the 80s of the 20th century, Adi Shamir [3] indicated a way to solve this problem. His method of solving the problem is often called a three-step protocol. It consists of the following steps. Alice encrypts the information with her encryption key and sends it to Bob. Bob encrypts the received information with his own encryption key and returns the information now under the two encryption keys back to Alice. Alice, having received this information, decrypts it with her decryption key and sends the information now under one encryption key back to Bob. Information is now under one encryption key with Bob. Bob, having received this information from Alice, decrypts it with his decryption key. Now the information is without an encryption key and Bob can get acquainted with the information that Alice wanted him to transfer.

In this paper, we show the possibility of using expressions defined based on the Lieb-Liniger work as commutative Alice and Bob encryption keys for transmitting information based on a three-step protocol [4].

Key words: Lieb-Liniger Model, cryptography, three-step protocol

References

- [1]. J.Daemen and V.Rijmen, The Design of Rijndael, AES-The Advanced Encryption Standard (Springer,Berlin, 2002).
- [2]. E.H.Lieb and W.Liniger, Exact analysis of an inter-acting Bose gas. I: The general solution and the groundstate, Phys. Rev. **130**, 1605-1616 (1963).
- [3]. A.Shamir, R.L.Rivest and L.M., Adleman, in Mental Poker, Ed. by D. A. Klarner (The Mathematical Gardner, Wadsworth, 1981), p. 37-43.
- [4]. Rasulova M.Yu.:The BBGKY Hierarchy of Quantum Kinetic Equations and Its Application in Cryptography, Physics of Particles and Nuclei, **51**(4), 781–785 (2020).

STELLAR WEAK RATES AND NUCLEAR STRUCTURE PROPERTIES OF NEUTRON-RICH IRON ISOTOPES

Jameel-Un Nabi^{1,*}, Mahmut Büyükata², Asim Ullah³ and Muhammad Riaz⁴

¹ University of Wah, Quaid Avenue, Wah Cantt 47040, Punjab, Pakistan,

*E-mail: jnabi00@gmail.com (corresponding author)

² Department of Physics, Faculty of Engineering, Kırıkkale University, 71450, Kırıkkale, Türkiye

³ Department of Physics, University of Swabi, Swabi 23561, KP, Pakistan

⁴ Department of Physics, University of Jhang, Jhang, Punjab, Pakistan.

Abstract

The reactions, mediated by weak interaction, play crucial role during the evolutionary phases of massive stars [1,2]. The core-collapse dynamics is sensitive to the temporal variation of the lepton-to-baryon fraction (Y_e) and entropy of the core [3]. These quantities are primarily determined by the weak interaction rates. The calculation of stellar weak interaction rates relies heavily on reliable computation of the ground and excited states Gamow-Teller (GT) responses [3]. Isotopes of Fe play a crucial role in the evolution of heavy mass stars. Fe isotopes, selected for the current investigation, are amongst the most relevant weak interaction nuclei according to the survey performed by Aufderheide *et al.* [4]. Heger and collaborators [5] rated $^{54,55,56}\text{Fe}$ amongst top seven (top three) nuclei considered to be most important for decreasing Y_e in 15 M_\odot and 40 M_\odot (25 M_\odot) stars. A more recent simulation study of presupernova evolution of massive stars [6] highlighted the importance of Fe isotopes. These investigations motivated us to study nuclear structure properties and stellar weak rates of even-even neutron-rich Fe isotopes.

Nuclear structure properties and weak interaction rates of neutron-rich even-even iron (Fe) isotopes ($A = 50 - 70$) are investigated using the Interacting Boson Model-1 (IBM-1) and the proton-neutron Quasiparticle Random Phase Approximation (pn-QRPA) model. The IBM-1 is used for the calculation of energy levels and the $B(E2)$ values of neutron-rich Fe isotopes. Later their geometry was predicted within the potential energy formalism of the IBM-1 model. Weak interaction rates on neutron-rich nuclei are needed for the modelling and simulation of presupernova evolution of massive stars. In the current study, we investigate the possible effect of nuclear deformation on stellar rates of even-even Fe isotopes. The pn-QRPA model is applied to calculate the weak interaction rates of selected Fe isotopes using three different values of deformation parameter. It is noted that, in general, bigger deformation values led to smaller total strength and larger centroid values of the resulting Gamow-Teller distributions. This later translated to smaller computed weak interaction rates. The current finding warrants further investigation before it may be generalized.

Key words: Gamow-Teller strength, pn-QRPA model, IBM model, Nuclear structure, Nuclear deformation, Weak interaction rates

References

- [1.] H. A. Bethe, Supernova Mechanisms, Rev. Mod. Phys. **62**, 801 (1990).
- [2.] K. Langanke *et al.*, Nuclear Weak-interaction Processes in Stars, Rev. Mod. Phys. **75**, 809 (2003).
- [3.] H. A. Bethe *et al.*, Equation of State in the Gravitational Collapse of Stars, Nucl. Phys. A **324**, 487 (1979).
- [4.] M. B. Aufderheide *et al.*, Search for Important Weak Interaction Nuclei in Presupernova Evolution, Astrophys. J. **91**, 389 (1994).
- [5.] A. Heger *et al.*, Presupernova Evolution with Improved Rates for Weak Interactions, Astrophys. J. **560**, 307 (2001).
- [6.] J.-U. Nabi *et al.*, Investigation of Important Weak Interaction Nuclei in Presupernova Evolution, Astrophys. J. **911**, 93 (2021).

SPECTROSCOPY OF THE NEUTRON-DEFICIENT NOBELIUM ISOTOPES @SHELs

M. S. Tezekbayeva^{1, 2*}, A. V. Yeremin^{1, 3}, M. L. Chelnokov¹, V. I. Chepigin¹, A. V. Isaev¹, A. A. Kuznetsova¹, O. N. Malyshev^{1, 3}, R. S. Mukhin¹, A. G. Popeko^{1, 3}, Yu. A. Popov^{1, 3}, B. S. Sailaubekov^{1, 2}, E. A. Sokol¹, A. I. Svirikhin^{1, 3}, A. Lopez-Martens⁴, K. Hauschild⁴, O. Dorvaux⁵, B. Gall⁵

¹Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Joliot-Curie 6, 141980, Russian Federation,

²Institute of Nuclear Physics, Ibragimova 1, 050032, Almaty, Kazakhstan,

³State University «Dubna», Universitetskaya 19, 141982, Dubna, Russia Federation,

⁴IJCLab, IN2P3- CNRS, University Paris – Saclay, 91400, Orsay, France,

⁵Hubert Curien Multi-Disciplinary Institute, IN2P3- CNRS, Strasbourg, 67200, France,

*E-mail: tezekbaeva@jinr.ru

Abstract

The results of the experiment at the kinematic separator SHELs [1–3] on spectroscopic studies of the radioactive decay properties of nobelium neutron-deficient isotopes are presented. Nobelium isotopes were produced in the 1n, 2n and 3n channels of fusion-evaporation reaction $^{48}\text{Ca}+^{204}\text{Pb}$ [4,5]. The accelerated heavy ion beam of ^{48}Ca was provided by the cyclotron U-400 (FLNR, JINR). The irradiation was performed at various beam energies to measure the excitation function of neutron evaporation channels. The neutron-deficient isotope ^{249}No was synthesized for the first time, it was identified with the GABRIELA detection system [6,7] by the characteristic alpha decay into the known daughter and granddaughter nuclei ^{245}Fm and ^{241}Cf . For the new isotope the alpha-decay activity ($E_\alpha=9129 \pm 22$ keV), half-life time ($T_{1/2}=38.3 \pm 2.8$ ms), an upper limit for fission brunch ($b_{SF} < 6.9 \cdot 10^{-3}$) were measured, a partial decay scheme of ^{253}Rf through ^{249}No to ^{245}Fm was given [5]. The measured production cross-section of $\sigma(3n) = 0,47 \pm 0,04$ nb corresponds to the maximum of the calculated excitation function at a mid-target beam energy of 225.4 MeV. For ^{245}Fm based on the obtained experimental data the new decay mode was established ($b_{EC/\beta^+} = 11,5_{-5,0}^{+6,8}\%$). In the case of ^{250}No the new β -, γ -spectroscopic data was obtained [8]. The isomeric ratio of the population of the ground and isomeric states was measured depending on the excitation energy of the compound nucleus [5]. For ^{251}No two alpha lines of ground and isomeric states, which are in a good agreement with the previously published data, were observed.

Key words: kinematic separator, spectroscopy, detection system, alpha decay, excitation energy, fusion-evaporation reaction, isomeric state, decay scheme.

References

- [1] A. Yeremin et al., First Experimental Tests of the Kinematic Separator SHELs (Separator for Heavy Element Spectroscopy), EPJ Web Conf. **86**, 4 (2015).
- [2] A. V. Yeremin et al., First Experimental Tests of the Modernized VASSILISSA Separator, Phys. Part. Nucl. Lett. **12**, 35 (2015).
- [3] A. V. Yeremin et al., Experimental Tests of the Modernized VASSILISSA Separator (SHELs) with the Use of Accelerated ^{50}Ti Ions, Phys. Part. Nucl. Lett. **12**, 43 (2015).
- [4] A. I. Svirikhin et al., The New ^{249}No Isotope, Phys. Part. Nucl. Lett. **18**, 445 (2021).
- [5] M. S. Tezekbayeva et al., Study of the Production and Decay Properties of Neutron-Deficient Nobelium Isotopes, Eur. Phys. J. A **58**, (2022).
- [6] K. Hauschild et al., GABRIELA: A New Detector Array for γ -Ray and Conversion Electron Spectroscopy of Transfermium Elements, Nucl. Instruments Methods Phys. Res. Sect. A Accel. Spectrometers, Detect. Assoc. Equip. **560**, 388 (2006).
- [7] R. Chakma et al., Gamma and Conversion Electron Spectroscopy Using GABRIELA, Eur. Phys. J. A **56**, 1 (2020).
- [8] M. S. Tezekbayeva et al., Spectroscopy of the Decay Properties of Transfermium Isotopes in Dubna, Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **85**, 1167 (2021).

MASSES OF FOUR MISSING CHARMED HYPERONS PREDICTED BY STANDARD MODEL OF PARTICLES

I. Khan

Department of Physics, University of Science and Technology, Bannu 28100, Pakistan,
Email address: immarwat@yahoo.com

Abstract

In particle physics, study of the symmetry and its breaking play very important role in order to get useful information about the nature. The classification and arrangements of subatomic particles is also necessary to study particle physics. Particles which are building blocks of nature are quarks, gluons and leptons. Baryons and Mesons composed of quarks were arranged by Gell-Mann and Okubo in their well-known Eight-Fold way up to $SU(3)$ symmetry. Standard model of particles is composed of these particles. Particles in $SU(4)$ also make some beautiful patron. These make some multiplets. But all the baryons with spin $J^P=3/2^+$ in these multiplets have not been observed till date. In this paper the $SU(4)$ multiplets have been organized and studied in an easy and new way. As a result we obtained some clues about the masses of four unknown hyperons. These approximations about the characteristics of the unidentified baryons have been recorded in this article. Mass formulae for the baryon $SU(4)$ multiplets have been obtained.

Key words: Baryons, $SU(3)$, $SU(4)$, Hyperons, Standard Model, Mass Formula.

1. Introduction

Baryons are made of three quarks (qqq). The three flavors up u , down d , and strange s , imply an approximate flavor $SU(3)$, which requires that baryons made of these quarks belong to the multiplets on the right side of the 'equation' $3 \otimes 3 \otimes 3 = 10_S \oplus 8_M \oplus 8_M \oplus 1_A$. Here the subscripts indicate symmetric, mixed symmetry, or anti-symmetric states under interchange of any two quarks [1]. These were classified and arranged by Gell-Mann and Okubo in De-Couplets ($J = 3/2, l = 0$) and Octets ($J = 1/2, l = 0$) with +1 parities [2–4]. The Gell-Mann / Okubo mass formula which relates the masses of members of the baryon De-couplets consists of equal spacing between the rows [2-4]. The spaces are equal to an average value $-151 \text{ MeV}/c^2$.

$$M_{\Delta} - M_{\Sigma^*} = M_{\Sigma^*} - M_{\Xi^*} = M_{\Xi^*} - M_{\Omega} \quad (1)$$

Table 1. List of the spin $J^P= 3/2^+$ particles formed from three quarks combinations (qqq) of four quarks u, d, s and c [5].

S.#	Particle	Symbol	Quark contents	Rest Mass (MeV/c^2)	S.#	Particle	Symbol	Quark contents	Rest Mass (MeV/c^2)
1	Delta ++	Δ^{++} (1232)	uuu	1232±2	11	Xi Zero	Ξ^{*0} (1530)	uss	1531.80±0.32
2	Delta Plus	Δ^+ (1232)	uud	1232±2	12	Xi Minus	Ξ^{*-} (1530)	dss	1535.0±0.6
3	Delta Zero	Δ^0 (1232)	udd	1232±2	13	charmed Xi +	Ξ_c^{*+} (2645)	usc	2645.9 $^{+0.5}_{-0.6}$
4	Delta Minus	Δ^- (1232)	ddd	1232±2	14	charmed Xi Zero	Ξ_c^{*0} (2645)	dsc	2645.9±0.5
5	Sigma Plus	Σ^{*+} (1385)	uus	1382.8±0.4	15	Omega -	Ω^- (1672)	sss	1672.45±0.29
6	Sigma Zero	Σ^{*0} (1385)	uds	1383.7±1.0	16	charmed Omega Zero	Ω_c^{*0} (2770)	ssc	2765.9±2.0
7	Sigma Minus	Σ^{*-} (1385)	dds	1387.2±0.5	17	double charmed Xi	Ξ_{cc}^{*++}	ucc	Unknown
8	charmed Sigma ++	Σ_c^{*++} (2520)	uuc	2517.9±0.6	18	double charmed Xi	Ξ_{cc}^{*+}	dcc	Unknown

9	charmed Sigma ⁺	Σ_c^{*+} (2520)	<i>udc</i>	2517.5±2.3	19	Db.charmed Omega ⁺	Ω_{cc}^{*+}	<i>scc</i>	Unknown
10	charmed Sigma Zero	Σ_c^{*0} (2520)	<i>ddc</i>	2518.8±0.6	20	Tri. charmed Omega ⁺⁺	Ω_{ccc}^{*++}	<i>ccc</i>	Unknown

2. SU(4) Multiplets

Now let's move towards baryon types made from the combination of four quarks, i.e. up *u*, down *d*, strange *s* and charm *c*. These belong to *SU*(4) multiplets. The *SU*(4) multiplets numerology is given by;

$$4 \otimes 4 \otimes 4 = 20_S \oplus 20_M \oplus 20_M \oplus 4_A \quad [5].$$

We are interested in twenty particles having spin 3/2 and even parity +1 forming one of the *SU*(4) multiplets. These particles are in their ground states, with *l* = 0. Their masses and other properties are listed in the Table 1, and shown in figure 1.

Since the mass splitting due to strangeness is typically of order 151 *MeV/c*² in the de-couplet, which is an effect of about 13% of the masses it contains. The splitting due to charm in the *SU*(4) particles multiplets is expected to be larger [6]. In the *SU*(3) framework the Gell-Mann / Okubo relation of equal spacing rule work so nicely that we cannot abandon linear mass formulae for baryons [6].

3.Method

There are four particles in the Table 1, whose masses are unknown. Let's try to make some predictions about the unknown masses of the Ξ_{cc}^{*++} , Ξ_{cc}^{*+} , Ω_{cc}^{*+} , and Ω_{ccc}^{*++} hyperons. The particles listed in Table 1 are grouped in pyramid shape of increasing charm number from *C* = 0 to *C* = 3 as shown in Fig. 1 [5]. Masses of the particles are expressed in round numbers. The bottom of the 'Pyramid' is the *SU*(3) de-couplet of *J*^P = 3/2⁺ particles at *C* = 0.

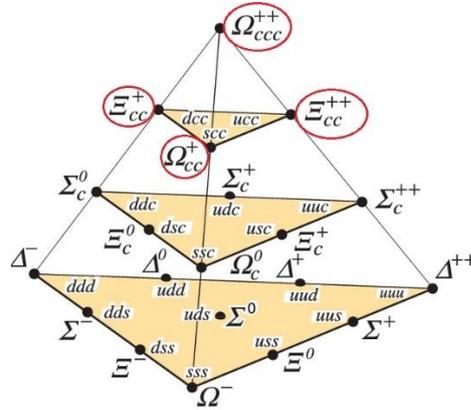


Figure 1. *SU*(4) 20-plet of Baryons (*J*^P=3/2⁺) made of *u*, *d*, *s* and *c* quarks, with an *SU*(3) de-couplet at the bottom [5].

(a) Mass equal spacing rule i

Gell-Mann developed this formula. Mass formula for de-couplets consists of equal spacing between the rows. The spaces are equal to an average value – 151*MeV*.

$$M_{\Sigma^*} - M_{\Delta} = M_{\Xi^*} - M_{\Sigma^*} = M_{\Omega} - M_{\Xi^*} = 151 \quad (2)$$

Gell-Mann used this formula and predicted the mass of the Ω^- baryon in 1962, equal to $M_{\Omega} = 1685 \text{ MeV}$ [2]. Whereas actual mass of the Ω^- hyperon is equal to 1672 *MeV*, observed in 1964 [4]. Their mass difference is only 0.72 %, or in other words it was 99% true guess.

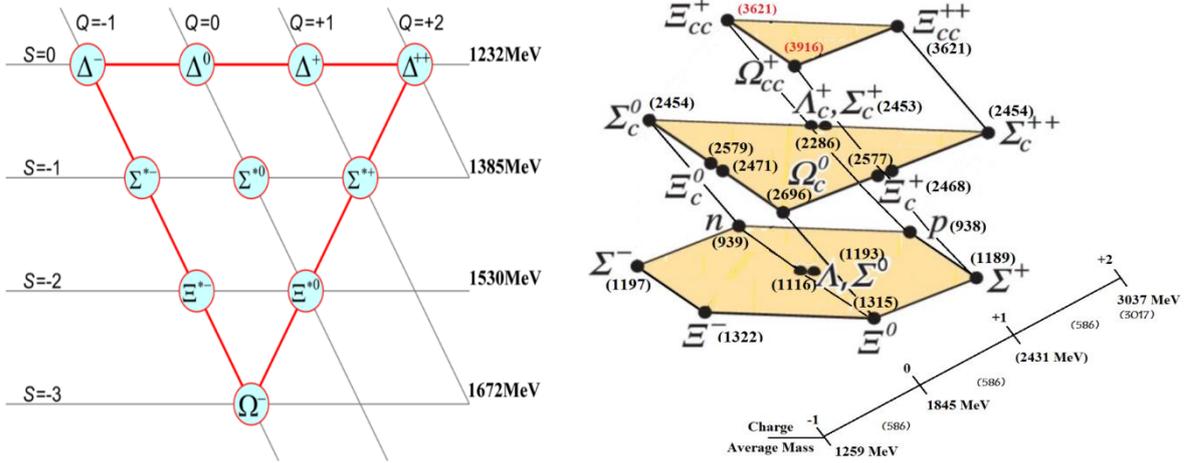


Figure 2. (left) $SU(3)$ de-couplet of Baryons ($J^P=3/2^+$), (right) Multiplets of $SU(4)$ of Baryons ($J^P=1/2^+$) [5].

(b) Mass equal spacing rule ii

I have developed another rule of equal spacing in layers of the particles with same charge number. According to the charge distribution, average masses of the charge layers are given by;

$$\text{For figure 2 (left): } M_{-1} - M_0 = M_0 - M_{+1} = M_{+1} - M_{+2} = 74 \text{ MeV}/c^2 \quad (3)$$

$$\text{For figure 2 (right): } M_2 - M_1 = M_1 - M_0 = M_0 - M_{-1} = 586 \text{ MeV}/c^2 \quad (4)$$

Here subscripts show the charge of the layers containing particles with same charge.

(c) Mass equal spacing rule iii

In case of $SU(4)$ spin half particles 20 plet, figure 2 (right), we have;

$$\text{Mass of } \Xi_{cc}^{++} (ucc) \text{ particle} = 3621 \text{ MeV}/c^2, \text{ Mass of } \Xi_c^+ (usc) \text{ particle} = 2468 \text{ MeV}/c^2$$

$$\text{Mass of } \Xi^0 (uss) \text{ particle} = 1315 \text{ MeV}/c^2$$

$$\text{Mass difference between } \Xi_{cc}^{++} \text{ and } \Xi_c^+ \text{ states} = 3621 - 2468 = 1153 \text{ MeV}/c^2$$

$$\text{And mass difference between } \Xi_c^+ \text{ and } \Xi^0 \text{ states} = 2468 - 1315 = 1153 \text{ MeV}/c^2 \quad (5)$$

Mass difference between these particles is exactly same i.e. $1153 \text{ MeV}/c^2$. There difference in nature is only of one c-quark. So we can use such behavior for other multiplets' content particles too.

Table 2: Mass difference between masses of hyperons having charmness 1 and zero. Masses are in MeV/c^2 .

S.#	Particle with c	c Particle's mass	Particle with s	s Particle's mass	Mass Difference
1	$\Sigma_c^{*++} (uuc)$	2518	$\Sigma^{*+} (uus)$	1383	1135
2	$\Xi_c^{*+} (usc)$	2646	$\Xi^{*0} (uss)$	1532	1114
3	$\Xi_c^{*0} (dsc)$	2646	$\Xi^{*-} (dss)$	1535	1111
4	$\Omega_c^{*0} (ssc)$	2766	$\Omega^- (sss)$	1672	1094

Mass differences between masses of hyperons having charmness equal to 1 and zero are calculated using above stated technique and presented in table 2. Other quark contents of both compared particles are same. Only difference is of s-quark and c-quark. It is found that average mass difference is equal to 1114, ranging from 1094 to 1135 MeV/c^2 . Actual mass difference between these quark masses is equal to $1270 - 93.4 = 1176.6 \text{ MeV}/c^2$.

Table 3: Masses of missing hyperons having two charm quarks are calculated via adding mass differences into mass of particles with one charm quark.

S.#	Particle with cc	Particle with c	Particle's mass Method	Particle's mass (MeV/c ²)
1	Ξ_{cc}^{*++} (ucc)	Ξ_c^{*+} (usc)	2646+1111	3757±61
2	Ξ_{cc}^{*+} (dcc)	Ξ_c^{*0} (dsc)	2646+1114	3760±61
3	Ω_{cc}^{*+} (scc)	Ω_c^{*0} (ssc)	2766+1094 2766+1114	3870±62

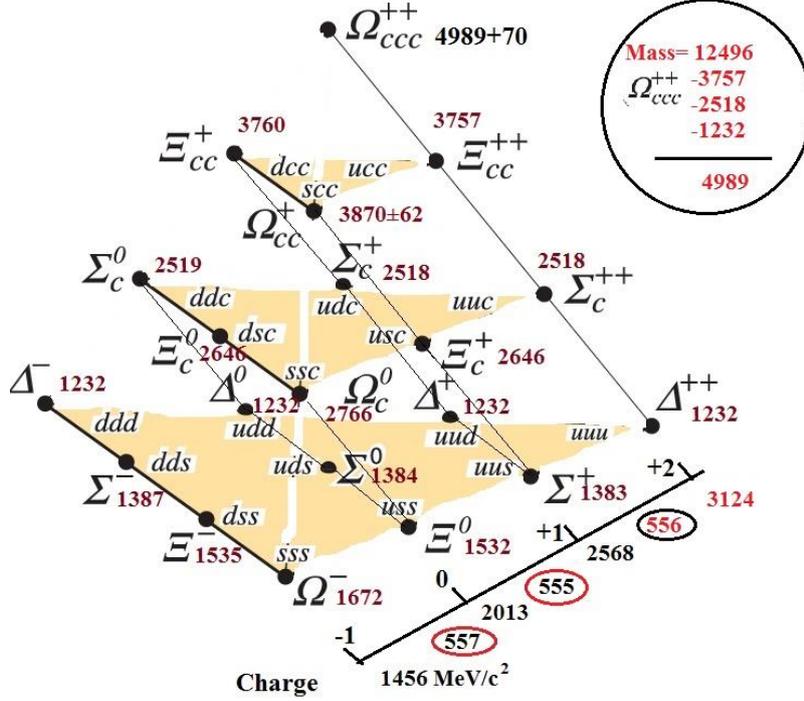


Figure 3. $SU(4)$ 20-plet of Baryons ($J^P=3/2^+$) with particles masses.

Then masses of missing hyperons having two charm quarks are calculated via adding mass differences into mass of particles with one charm quark. These are presented in table 3. Thus we have obtained masses of three particles. One particle's Ω_{ccc}^{*++} mass is still not predicted. For this purpose we follow the following procedure.

The rules of mass splitting of the particles can also be used to get expression for the particles having $J^P=3/2^+$ and forming the multiplet in $SU(4)$ as shown in figure (1). For this purpose, figure (1) can be viewed from another angle, as shown in figure (3). It is distributed in four different layers with increasing charge number.

3. Mass of the Ω_{ccc}^{*++} hyperon

In figure (3) quark contents of the particles along with masses of the observed particles and calculated masses are presented. Average masses of particles in different layers with same charge number is written in front of each layer at the bottom right. Since Ω_{ccc}^{*++} is not discovered yet, therefore we cannot calculate average mass of the layer with charge number +2. However we can approximate mass of this unknown particle with simple method, similar to the method used by Gell-Mann/ Okubo for $SU(3)$ de-couplet [8]. Average masses of the particles in layers with charge number -1 and 0, are given by $M_{-1} = 1456$ MeV, $M_0 = 2013$ MeV and $M_{+1} = 2568$ MeV respectively. Average mass of the particles in layer with charge number +2, M_{+2} cannot be obtained due to mass of one missing particle.

Difference between average masses of the layers with charge number 0 and -1 is; $M_0 - M_{-1} = 557$ MeV.

Difference between average masses of the layers with charge number -1 and zero is; $M_{+1} - M_0 = 555$ MeV.

Adding this value into the average mass of the layer with charge number +1, i.e. $M_{+1} = 2568 \text{ MeV}$ gives;
 $M_{+1} + 556 \text{ MeV} = 3124 \text{ MeV} = M_{+2}$.

So average mass of the particles in layer with charge number +2, is obtained as equal to $M_{+2} = 3124 \text{ MeV}$.

Now total mass of the layer's particles should be:

$$\text{Total Mass} = 3124 \times 4 = 12496 \text{ MeV}/c^2 \quad (6)$$

$$\text{Mass of } \Omega_{ccc}^{++} = 12496 - 3757 - 2518 - 1232 = 4989 \text{ MeV}/c^2$$

$$\text{Mass of } \Omega_{ccc}^{++} = 4989 \pm 70 \text{ MeV}/c^2 \quad (7)$$

4. Equal spacing formula between charge layers

From the above discussion, we can conclude that there is an equal spacing relation between charge layers, given by;

$$M_2 - M_1 = M_1 - M_0 = M_0 - M_{-1} = 556 \text{ MeV} \quad (8)$$

5. A general relation for mass splitting

The calculations may also be expanded to the whole 20- multiplet, as shown in Figs. 1 & 4, so that a combined formula for all the baryons masses of this multiplet may be extracted.

A general relation between layers of multiplet having increasing charm number from 0 to 3, is given by;

$$M_3 - M_2 = M_2 - M_1 = M_1 - M_0 \approx 1200 \text{ MeV} \quad (9)$$

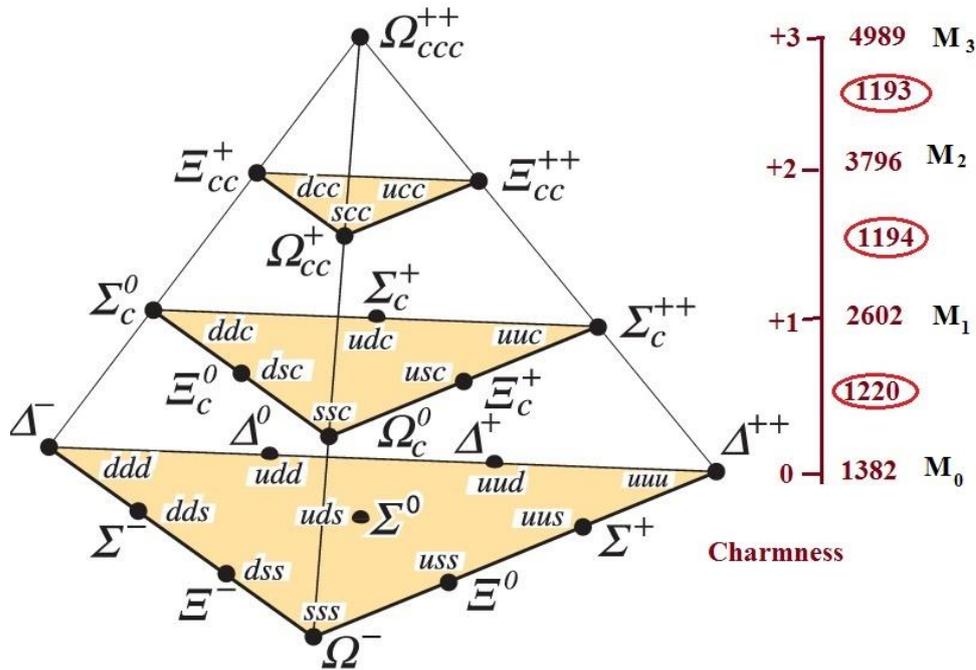


Figure 4. SU(4) Multiplet with increasing Mass, and Charm-ness from bottom to top.

Thus the mass of Ω_{ccc}^{++} particle, estimated using the above method is equal to $4989 \pm 70 \text{ MeV}/c^2$. Statistical Errors are the square root values of the particle masses. Experimentally observed Particle masses may slightly differ from the above estimated values of masses of any/ all the four particles, due to rough estimates. However in that case the values obtained experimentally should agree with theoretical mass values with in errors. All the predicted masses of the four unknown particles are listed in Table 4.

Table 4: Approximated masses of the unknown particles in Standard Model of SU(4).

S.#	Particles	Particle's mass (MeV/c^2)
1	Ξ_{cc}^{*++} (ucc)	3757 ± 61
2	Ξ_{cc}^{*+} (dcc)	3760 ± 61
3	Ω_{cc}^{*+} (scc)	3870 ± 62
4	Ω_{ccc}^{*++} (ccc)	4989 ± 70

6. Conclusions

$SU(4)$ multiplets of Standard Model have been analyzed in this article and some predictions have been made about the unknown masses of the Ξ_{cc}^{*++} , Ξ_{cc}^{*+} , Ω_{cc}^{*+} , and Ω_{ccc}^{*++} hyperons. Their masses are estimated to be Ξ_{cc}^{*++} (3757 ± 61), Ξ_{cc}^{*+} (3760 ± 61), Ω_{cc}^{*+} (3870 ± 62), and Ω_{ccc}^{*++} (4989 ± 70) MeV/c^2 . Experimentally observed particles' masses may slightly differ from the estimated values of masses of all the four particles, due to rough estimates. However in that case the values obtained experimentally should agree with theoretical mass values with errors. General formulae for masses have been derived for the $SU(4)$ multiplets, which give satisfactory results for observed and estimated masses of the particles of $SU(4)$. The mass difference in the multiplets of the $SU(4)$ is due to the mass of Charm quark, and its value is also equal to mass of the charm quark. The results in this research, if proved correct, will be helpful in understanding the particle physics, and will strengthen the Standard Model of particles.

References

- [1] Introduction to Elementary Particles, David J. Griffiths, John Wiley & sons, INC, New York, 2008.
- [2] M. Gell-Mann, Proceedings of the International Conference on High-Energy Nuclear Physics, Geneva, Switzerland, 1962.
- [3] S. Okubo, "Note on Unitary Symmetry in Strong Interactions", *Progr. Theoret. Phys. (Kyoto)* 27, 949 (1962)
- [4] V. E. Barnes *et.al.*, "Observation of a hyperon with strangeness minus three", *Physical Review Letters*, 12 (8), 204, 1964.
- [5] C. Patrignani *et al.* (Particle Data Group), *Chin. Phys. C*, 40, 100001 (2016)
- [6] R. Aaij *et al.*, "Observation of the doubly charmed baryon Ξ_{cc}^{*++} " *PRL* 119, 112001 (2017)
- [7] Imran Khan, arxiv.org/abs/1904.05155
- [8] Imran Khan, <https://arxiv.org/abs/1709.09207>

B MESON DECAYS

A. Issadykov^{1,2,*} and M. A. Ivanov²

¹*Institute of Nuclear Physics ME RK, 1 Ibragimov Street, Almaty, 050032, the Republic of Kazakhstan,
E-mail: issadykov.a@gmail.com (corresponding author)

²*Joint Institute for Nuclear Researches, 6 Joliot-Curie Street, Dubna, 141980, Russia*

Abstract

We study the B mesons decays within the Standard Model (SM) by using the relevant transition form factors obtained from the covariant confined quark model (CCQM) developed by us. The $b \rightarrow u(d)$, $b \rightarrow c$, and $b \rightarrow s$ transitions form factors are obtained in the full kinematic q^2 range. The branching fractions are then calculated. Our results are in an agreement with those obtained in other theoretical approaches.

Key words: B mesons, rare decays.

THE TIME PROJECTION CHAMBER AT ELI-NP. AN OVERVIEW OF THE TECHNOLOGY DEVELOPED THUS FAR AND ITS FUTURE APPLICATIONS

Adrian I. Rotaru¹, Dmitry A. Testov^{1,*}, David Kahl^{1,**}, Sohichiroh Aogaki¹, Dimiter L. Balabanski¹, Stefan Niculae¹, Paul Pârlea^{1,2}, Oana Sirbu¹, Pär-Anders Söderström¹, Alexandru N. State¹, Vlad Toma^{1,2}, Traian Roman¹, Vlad Vasilca¹ and Yi Xu¹

¹Extreme Light Infrastructure-Nuclear Physics (ELI-NP), Horia Hulubei National Institute for R&D in Physics and Nuclear Engineering (IFIN-HH), Reactorului street No. 30, 077125 Bucharest-Măgurele, Romania

²Faculty of Physics, University of Bucharest, Atomiștilor street No. 405, 077125, Măgurele, Romania

*E-mail: dmitry.testov@eli-np.ro (corresponding author)

**former address Extreme Light Infrastructure-Nuclear Physics (ELI-NP), Horia Hulubei National Institute for R&D in Physics and Nuclear Engineering (IFIN-HH), Reactorului street No. 30, 077125 Bucharest-Măgurele, Romania

Abstract

The ELI Time Projection Chamber (ELITPC) serves as a dual-purpose gaseous detector, simultaneously acting as both a target for nuclear reactions and a medium for detection and reconstitution of particle trajectories. Its primary application lies in the study of reactions of astrophysical interest, such as the triple alpha decay processes in light nuclei from ^{12}C and ^{16}O , as well as the investigation of cross-sections for photo-dissociation reactions (γ,p) or (γ,α). This capability proves valuable for identifying multi-particle reactions and instances where multiple events occur within a brief time window, offering significant insights into nuclear reactions and decay processes involving complex particle interactions. Because such a system generates large volumes of particle trajectory data, we have developed a novel method for extracting statistics and calculating reaction cross-sections, using image processing algorithms. We also developed tools to kinematically reconstruct the reaction events in 3D.

Key words: γ -induced reactions, γ -beam, ELITPC

1. Towards ELITPC at ELI-NP.

Two of the major research topics in the field of nuclear astrophysics are the energy generation in stars and the origins of the chemical elements in the Universe. The latter two topics are closely linked, as stars are gravitationally confined thermonuclear reactors, where energy is released within their interiors by dominant exothermic nuclear reactions, which ultimately transmute the lightest elements of hydrogen and helium, into the heaviest elements found in nature (e.g., lead and uranium), and all the vast species of the periodic table in between. Prof. Christian Iliadis has written, "We may state without exaggerating that after several decades of research, stellar evolution and nucleosynthesis are among the most successful theories humans possess". However, nature is not particularly democratic in its distribution of the elemental abundances, there being a difference of about fourteen orders of magnitude between the abundance of hydrogen and uranium, and there remain several outstanding puzzles in this interdisciplinary field of research to be addressed [1].

The cross-sections of the reactions essential to the stellar evolution are very small which significantly increases the difficulty of carrying out nuclear physics experiments. Measurements via charged particle induced reactions, for example $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$, and γ -ray detectors result in very large uncertainties of the cross-section S-factors. The quality of measured distributions does not allow reliable separation of the E1 and E2 components. The problems are mostly due to large background due to the $^{13}\text{C}(\alpha, n)$, reaction, the room background, the cosmic rays and the Compton scattering. To overcome the above-mentioned difficulties, one possibility is to perform time inverted reaction measurements, i.e. (γ, α) or (γ, p). The desired information on the forward reaction is then derived via the detailed balance. Coulomb dissociation is the time inverse to a direct-capture reaction and has been successfully used for several reactions that occur in astrophysical environments [2].

This motivation triggered the development and construction of the ELITPC (Time Projection Chamber) already tested in-beam, at the 3MV Tandatron Accelerator at IFIN-HH. The ELITPC is an active gas target detector in which the target is the same material as the detection medium. The ELITPC detector provides almost full angular coverage and high detection efficiency for charged particles at very low energy threshold.

This enables studies of weak reactions channels at very low energy emitted in the reaction products. Moreover, the reaction vertex can be reconstructed which allows studying of correlations with high precision.

Chapter 2 covers the most interesting physics cases of the ELITPC to be fulfilled and carried on at the ELI-NP γ -beam laboratory. The ELITPC has been constructed and primary tested using a neutron beam impinging into a CO₂ gas target, see Chapter 3. The upgrade of the gas system to enable different gases as active targets is under the final stage of the implementation as is discussed in Chapter 4. A new strategy for efficient analysis of ELITPC data is introduced in Chapter 5.

2. Physics cases for nuclear Astrophysics using photon beams.

Among the high-priority experiments using mono-energetic, almost fully polarized γ -ray beams delivered to ELITPC are $^{16}\text{O}(\gamma,\alpha)^{12}\text{C}$, $^{19}\text{F}(\gamma,p)^{18}\text{O}$ and $^{21}\text{Ne}(\gamma,\alpha)^{17}\text{O}$ reactions (which will employ CO₂, and CF₄ gases) [2].

The $^{19}\text{F}(\gamma, p)^{18}\text{O}$ reaction.

Hydrogen burning of ^{18}O , resulting from the β -decay of ^{18}F , can occur through two competitive reactions: $^{18}\text{O}(p,\gamma)^{19}\text{F}$ and $^{18}\text{O}(p,\alpha)^{15}\text{N}$. The $^{18}\text{O}(p,\gamma)^{19}\text{F}$ dominates and leads to the recycling of the CNO cycles [4]. However, the $^{18}\text{O}(p,\gamma)^{19}\text{F}$, due to proton capture by ^{19}F and the subsequent burning $^{19}\text{F}(p,\gamma)^{20}\text{Ne}$ will generate a loss of the catalytic material from the CNO cycles to the NeNa cycle. The $^{18}\text{O}(p,\gamma)^{19}\text{F}$ reaction cross-section, especially at low temperatures ($T \leq 1$ GK), is characterized by a multitude of resonances with pronounced direct capture components and complex interference patterns that need to be well understood for reliable extrapolation. Whereas the reaction strength of the most resonances at excitation energies corresponding to $T \geq 0.1$ GK are already known [4–6]. At lower temperatures large uncertainties dominate the experimental information available. In particular, the resonance at $E_{c.m.} = 90$ keV has not been observed in the (p, γ) channel, yet. Only an upper limit of the $\omega\gamma \leq 7.8 \times 10^{-9}$ eV strength has been recently estimated [6].

The $^{21}\text{Ne}(\gamma, \alpha)^{17}\text{O}$ reaction.

Elements heavier than the iron group can be produced via rapid neutron capture (r-process) during massive stars explosions and via slow neutron captures (s-process) during the pre-supernova evolution. The s-process, producing mostly elements in the $60 \leq A \leq 90$ range, starts at the end of helium burning when the temperature is high enough to activate the $^{22}\text{Ne}(\alpha,n)^{25}\text{Mg}$ reaction. The ^{22}Ne nucleus, the main neutron source, is produced starting from the initial CNO isotopes. However, at low metallicity (low iron seed abundance, low ^{22}Ne content) the increasing strength of the primary neutron poisons limit the s-process efficiency, permitting only negligible production of s-elements [7]. In low-metallicity conditions, due to lower abundance of heavier neutron poisons like ^{25}Mg , ^{16}O becomes the dominant neutron poison via the $^{16}\text{O}(n, \gamma)^{17}\text{O}$ reaction. The captured neutrons can be released again by the $^{17}\text{O}(\alpha,n)^{20}\text{Ne}$ reaction competing with the $^{17}\text{O}(\alpha, \gamma)^{21}\text{Ne}$. The influence of the ^{16}O poison on the yield and mass range of elements produced in the s-process is influenced by the competition of these two channels. Determination of the $^{17}\text{O}(\alpha,\gamma)^{21}\text{Ne}$ reaction cross section at lower energies is essential.

During the first direct measurement of the $^{17}\text{O}(\alpha,\gamma)^{21}\text{Ne}$ reaction [8] resonances at 8.159(2), 8.470(2) and 8.659(2) MeV in ^{21}Ne were revealed. However, due to excitation of resonances in $^{18}\text{O}(\alpha,n)^{21}\text{Ne}$ and $^{17}\text{O}(\alpha,n)^{20}\text{Ne}$ reactions the observed in the reported experiment γ -ray spectrum was contaminated which complicated identification of the resonances of interest. Thanks to γ -ray beams to be delivered at the ELI-NP, there will be no such a background. Moreover, there will be also open up opportunities for the spin parity assignment and identification and measurements of lower lying excited states e.g. at 8.065, 8.008, ... MeV

3. Time Projection Chamber (ELITPC)

The ELI-NP Time Projection Chamber (ELITPC) was co-constructed by ELI-NP and the Faculty of Physics, Warsaw University [3,9,10]. It comprises of a gas-filled detection volume strategically positioned within a homogeneous electric field, juxtaposed with a position-sensitive electron collection system.

When a „transparent” primary beam (composed of γ -rays or neutrons) enters the active region of the ELITPC, various types of nuclear interactions can occur in the target gas. These interactions result in the generation of reaction products, such as charged particles, which can have kinetic energies extending up to the MeV range. The emitted charged particles trigger the ionization of the gas in which ions and electron pairs are produced. The number of produced electrons correlates with the stopping power of the gas, a function intrinsically associated with the kinetic energy of the reaction products.

Under the effect of a constant electric field, the secondary electrons emitted in the wake of the reactant products are accelerated downwards toward a designated collection pad. To facilitate electron multiplication, a sequence of Gas Electron Multiplier (GEM) foils, originally devised at CERN [11], are employed. These GEM foils preserve the positional attributes of electrons while undergoing amplification, ensuring accurate representation. An electron current amplification of $\sim 10^6 - 10^8$ can be achieved using this method.

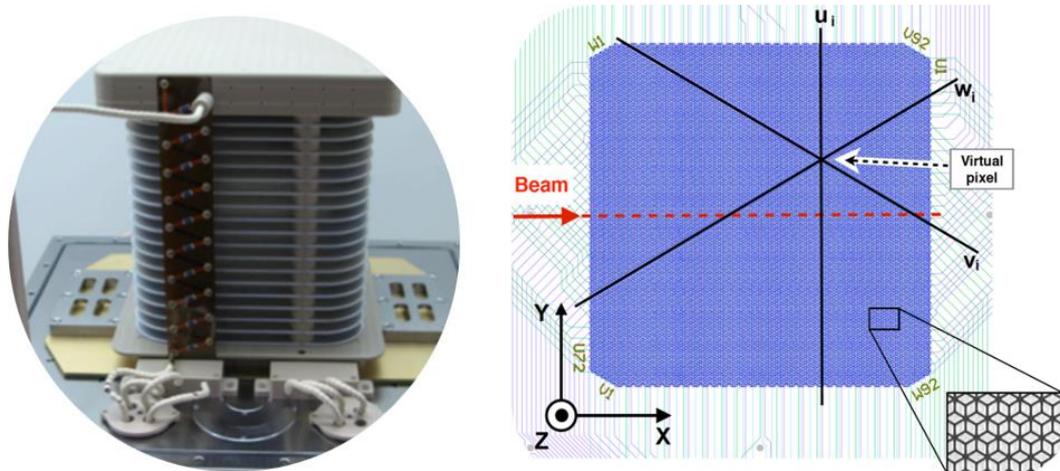


Figure 1.

Left: The active volume is 1000 cm^3 and uses 3 Gas Electron Multipliers to amplify the electron signal. Right: The read-out anode is segmented into 3 planes, u-v-w with each plane having 72 channels.

After electron amplification, the charge distribution is captured by a *u-v-w* readout pad (right side of Figure 1). This assembly, constructed with multi-layered board technology (multi-layer PCB), consists of three layers of (*u-v-w*) grids arranged orthogonally at 60-degree intervals. This gives a total of $92 \times 92 \times 72$ channels for current collection, which will constitute the spatial position resolution of the recorded events. The correlation between the spatial coordinates within the collection plane and the temporal data pertaining to electron drift facilitates a comprehensive three-dimensional reconstruction of particle trajectories.

This tridimensional reconstruction holds significant analytical utility, particularly in identifying interactions involving multiple reactant products. For instance, the $(\gamma, 3\alpha)$ reaction within a ^{12}C nucleus can be identified by determining the vertex positions of individual particles involved and subsequently retracing the point of their initial interaction.

The ELITPC can facilitate the exploration of complex interactions through precise spatial and temporal measurements, providing a tool to unveil intricate reaction dynamics with applications for nuclear astrophysics.

4. Gas system

One of the key elements for the success of experiments with the ELITPC is maintaining gas pressure stability in the detector chamber. The pressure inside the detector is approximately 10 times less than atmospheric pressure (100 mbar absolute) and to ensure the proper circulation of the gas a dry (membrane) vacuum pump needs to pull the gas into the detector and then push it out into the atmosphere to be vented. The gas will be supplied from dedicated gas cylinders under high pressure using a pressure reducing regulator. Due to the low pressure in the detector chamber, any leak will contaminate the gas which is grade 6 (under 1 ppm_v of O₂, H₂O and HC). For this reason, the flow has to be evaluated in a way to maintain the gas at low contamination and minimum consumption. In order to eliminate the loss of gas through venting into the atmosphere, a gas recirculation gas system was designed to be used coupled with a purifier to maintain the gas at low contamination. A block diagram, CAD design, as well as a photograph of the live implementation of the ELITPC gas system are presented in Figures 2 and 3 below.

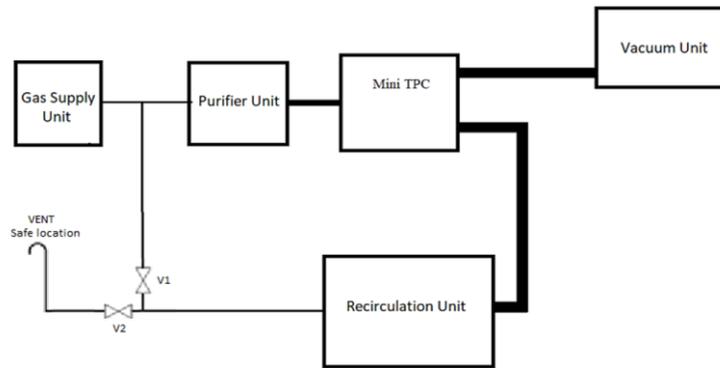


Figure 2. Block diagram of the ELITPC gas system

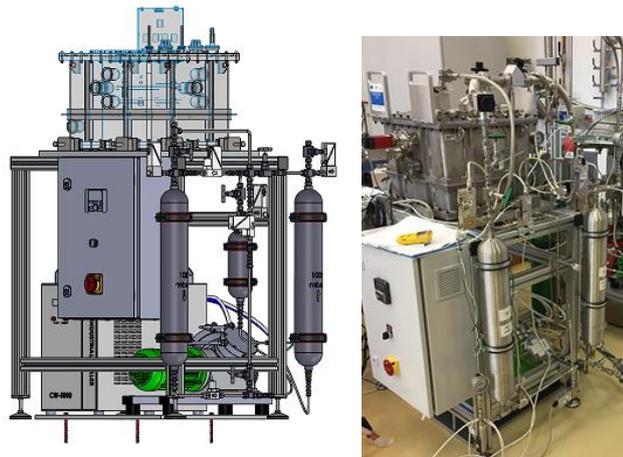


Figure 3. Left: CAD design of the ELITPC gas recirculation and purifier system; Right: Photograph of the gas recirculation system installed on the ELITPC (purifier not yet mounted)

5. Data analysis

Due to the high volume of data collected, manually analyzing the captured events would be a time consuming and strenuous task. One important goal is automating as much of the process as possible. Thus, we have developed tools that use image processing algorithms to extract statistics, calculate reactions cross-sections and reconstruct the events in 3D.

The first step in this process is the creation of the images on which the image processing algorithms will be used. The data is initially stored in a tree, in which each entry represents a trigger, containing a series of signals coming from each channel of each plane. In total there are 272 signals for each entry, 72 of which come from plane U, 92 of which come from plane V and another 92 from plane W. Firstly, the background noise is removed from the 256 channels containing the signals from the 3 planes. Secondly, a smoothing algorithm is applied on signals. Finally, the signals are used to construct a group of 3 images, representing the data collected from the 3 planes of the detector. The images are then compressed and stored for further processing.

The second step involves the detection of lines in each of the images. The X axis for each image represents time and the Y axis represents the channel number. The amplitude of the signal for each plane is represented by a color gradient. For the line detection algorithm to work some preprocessing needs to be done on the images. Finally, the line detection algorithm is used to find all of the lines in the photo. This entire process is illustrated in Figure 4.

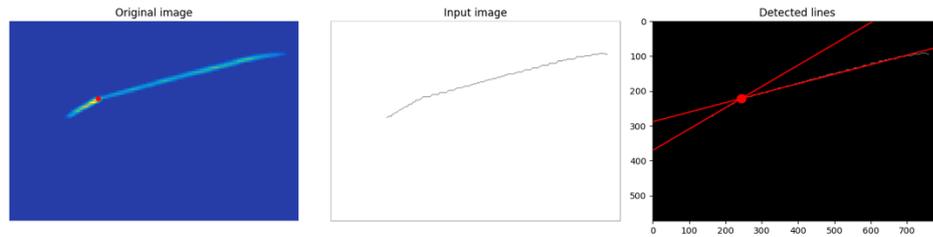


Figure 4. Image generated from the signals on one plane. Left: original image with the reaction center detected; Center: removed background, highlight of the trajectory reconstruction; Right: Reaction vertex identification

In the case of multi-prong events, the interaction point can be found by calculating the intersection point of the detected lines. From all the information available at this point further statistics can be calculated and used to find useful trends in the data.

Due to the high number of events recorded during an experiment, applying the steps mentioned above to every event would require a very high processing time. In addition, several events would contain only noise or point-like structures, for which line detection is unnecessary. Thus, classifying events into groups can be a useful way of selecting only certain events for processing. This grouping can not only assist by reducing the number of images on which the line detection algorithm will be used but may also help in the computation of certain statistics.

6. Conclusions

Quasi-monoenergetic polarized γ -ray beams to be produced at the ELI-NP γ -beam facility and delivered to ELITPC will allow advancing the studies of γ -induced reactions in the interest of astrophysical modeling. The most enthusiastic cases from our viewpoint are covered. In the present stage of preparation of the γ -ray beam facility the development of ELITPC is in its final stages. Thus, the first tests of the newly constructed gas recirculation system setup were completed successfully. Using this system, the performance of new gases (density, stability, electron amplification etc.) will be studied in the near future. The development of new advanced algorithms for data processing are in progress.

Acknowledgments

This work was supported by the Romanian Ministry of Research, Innovation and Digitalization under contract 10N/PN 23 21 01 06. Some authors, Dmitry A. Testov, Vlad Vasilca, Xu Yi and Pär-Anders Söderström would like to acknowledge the support from PN-III-P1-1.1-TE2021-1464 (TRANSILVANIA) project.

References

- [1.] „Stellar Evolution, Nuclear Astrophysics, and Nucleosynthesis” by A. G. W. Cameron, editor David M. Kahl. Dover Publications, Inc., (2013).
- [2.] Baur G, Rebel H. Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 46:321 (1996)
- [3.] O. Tesileanu et al., Rom. Rep. Phys. 68 S699 (2016).
- [4.] M. Wiescher et al., Nucl. Phys. A 349 165 (1980).
- [5.] C. Angulo et al., Nucl. Phys. A 656, 3 (1999).
- [6.] M.Q. Buckner et al., Phys. Rev. C 86, 065804 (2012).
- [7.] C. M. Raiteri, R. Gallino, and M. Busso, Astrophys. J. 387, 263 (1992).
- [8.] A. Best et al., Phys. Rev. C 83 052802(R) (2011).
- [9.] M. Gai et al, Nucl. Inst. & Meth. A 954, 161779 (2020)
- [10.] M. Cwiok et al, Acta Phys. Pol. B, 49, 1001 (2018).
- [11.] S. K. Das et al, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A 625, 39-42 (2011)

SYNTHESIS OF ELEMENTS WITH SUPERDEEP PENETRATION OF PARTICLES ON THE EXAMPLE OF PENETRATION OF SILICON CARBIDE INTO BRASS

M. Kashchenko^{1,2,*} and N. Kashchenko¹

¹Institute of Fundamental Education and Physicotechnological Institute of Ural Federal University, Mira str. 19, 620002 Yekaterinburg, Russia,

*E-mail: mpk46@mail.ru (corresponding author)

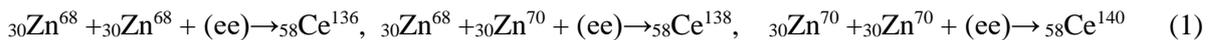
²Department of General Physics of Ural State Forest Engineering University, Yekaterinburg, Russia

Abstract

The phenomenon of ultra-deep penetration of particles into metal barriers in the presence of sufficiently dense clusters of particles with dimensions $d \sim (1-100) \mu\text{m}$ and flying at speeds of the order of 1 km/s is called the Usherenko effect [1, 2]. In this case, the penetration depth h of a small fraction of particles ($\sim 1\%$) reaches $\sim (10^2-10^4) d$ and significantly exceeds the penetration depth h_0 of particles in the absence of the dense clusters of particles ($h_0 \sim 10 d$). In the channels formed behind the impactor particles, chemical elements are observed that were absent before. The energy release was found to be thousands of times greater than the initial kinetic energy of the impactor particles. In [2], these results are presumably interpreted as a consequence of thermonuclear reactions during the collapse of cavitation cavities in the plasma surrounding a moving impactor particle.

In this work, the formation of elements is interpreted on the basis of the concept of low-temperature nuclear reactions [3], based on the conclusions of hadronic mechanics [4], as applied to the penetration of iron carbide particles into brass. In this case, the Coulomb barrier is overcome due to CK- activators (catalytic rings), which are compact massive electron (ee) - pairs in ring orbits [3]. According to [4], when electrons with opposite spins approach each other to hadronic scales ($10^{-14} - 10^{-15}$ m), attraction due to nonpotential contact interaction prevails over Coulomb repulsion. It is important that, as shown in [3,5], a relatively small kinetic energy of the relative motion of electrons (about 10 eV) is sufficient for convergence to hadronic scales. We emphasize that experiments [6] testify in favor of the existence of (ee) - pairs as real physical objects. One can expect significant values for the mass $m^*(\text{energy } E^*)$ of (ee)-pairs in the range $m^* \sim (0.05 - 0.5) \text{ amu}$, $E^* \sim (50-500) \text{ MeV}$. Absorption of (ee)- pairs during the synthesis of massive nuclei changes the nature of the reaction from endothermic to exothermic. Massive (ee)-pairs are capable of initiating both the synthesis and decay of nuclei, being located not only in internuclear regions, but also in deep orbits near nuclei, lowering and narrowing the Coulomb barrier of nuclei.

It is natural to assume that the impact of dense bunches of particles on the metal is accompanied not only by the modification of the surface layer of the metal of the barrier (due to an increase in temperature and pressure in the shock wave mode), but also by an increase in the amount (ee)- pairs and the formation of CR - activators. Then superdeep penetration should be natural for a particle whose tail surface is adjacent to an active layer with CR - activators. It is in this layer (including the surface of the particle) that nuclear reactions take place. It is clear that in the case under consideration, at the first stage, the main role in the synthesis is played by the nuclei of copper, zinc, silicon, and carbon. It is not difficult to propose reactions for the formation of all the observed elements. But here we focus on the synthesis of the most massive nuclei - cerium and lanthanum (according to chemical analysis [2], the mass fraction of cerium is approximately twice as high). The synthesis of cerium is provided by the participation of zinc nuclei:

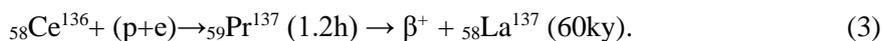


Note, firstly, that the naturally occurring stable isotope Ce-142 cannot be synthesized from stable zinc isotopes. Second, taking into account the natural abundance of zinc isotopes, for the mass ratios of the three synthesized cerium isotopes, one should expect:

$$(m_{136} / m_{138})_{\text{exp}} = (m_{138} / m_{140})_{\text{exp}} \approx 30.2. \quad (2)$$

The mass ratios for cerium isotopes in nature $(m_{136} / m_{138})_{\text{nat}} \approx 0.74$, $(m_{138} / m_{140})_{\text{nat}} \approx 0.0028$ radically differ from (2). The predicted relation (2) is subject to experimental verification.

Only the synthesized isotope Ce-136 has a significant mass fraction; therefore, the mass of lanthanum comparable to that of cerium arose, most likely, during the synthesis of the relatively long-lived isotope La-137 according to the reactions:



In (3), the symbol β^+ refers to the positron, $(p+e)$ corresponds to the quasi-neutron state [3,7,8] (the proton is "escorted" by the electron), (1.2h) and (60ky) are the half-lives of the isotopes.

Note that protons, like α -particles, arise in reactions not listed in these theses. It is important that such particles, falling on the impactor particle (silicon carbide), charge it, which contributes to local softening of brass. As a result, the impactor particle moves surrounded by a specific (quasi-liquid) shell. Thus, the important features of the Usherenko effect have a natural interpretation within the framework of the concept of low-temperature nuclear reactions, supplementing the accepted ideas and pointing to the expediency of including (ee) - pairs among the significant objects of fundamental materials science.

Key words: superdeep penetration of particles, low-temperature nuclear fusion, electron (ee) -pairs, cerium and lanthanum, mass ratios of isotopes

Acknowledgments

The authors thank the Ministry of Science and Higher Education of the Russian Federation for support (Ural Federal University Program of Development within the Priority-2030 Program, project. 4.38).

References

- [1.] S.Usherenko, Superdeep Penetration of Particles into Barriers and Creation of Composite Materials, Minsk: Research Institute of Impulse Processes, 210 p. (1998).
- [2.] E. Marukovich, Yu. Usherenko and S. Usherenko, Dynamic Modification of Metals, Minsk: Belarusian Science, 153 p. (2021).
- [3.] M. Kashchenko and N. Kashchenko, Low-temperature Nuclear Fusion: an Introduction to the Problem and its Conceptual Solution, 180 p. (2022).
- [4.] R. Santilli, Foundations of Hadronic Chemistry. With Applications to New Clean Energies and Fuels. Boston-Dordrecht-London: Kluwer Academic Publishers, 554 p (2001).
- [5.] M. Kashchenko and N. Kashchenko, The Role of the Electronic Current Component in the Formation of a Quasi-Molecular State Leading to the Synthesis of Elements, Letters on Materials **10**, № 3 , 266 (2020). DOI: [10.22226/2410-3535-2020-3-266-271](https://doi.org/10.22226/2410-3535-2020-3-266-271)
- [6.] M. Kashchenko, M. Kovalenko, V. Pechorsky, A. Kupryazhkin and N. Kashchenko, Registration of Titanium Atoms with Increased Mass as a Consequence of the Capture of Massive Electron Pairs, Proceedings of the 27th Russian Conference "Problems of Cold Transmutation of Nuclei of Chemical Elements and Ball Lightning". (October 3-7, 2022, Moscow), Moscow: INLIS, 159 (2023).
- [7.] M. Kashchenko and N. Kashchenko, On the Mechanism of Bismuth Transmutation in a BiPb Melt under the Influence of Nanosecond Electromagnetic Pulses, Letters on materials **9**, № 3, 316 (2019). DOI: [10.22226/2410-3535-2019-3-316-321](https://doi.org/10.22226/2410-3535-2019-3-316-321)
- [8.] M. Kashchenko, V. Balakirev, N. Kashchenko, M. Smirnov, Yu. Chepelev, V. Ilyushin, N. Nikolaeva and V. Pushin, The Concept of Quasineutrons and the Synthesis of Zinc from the Extraction of a Part of the Material of Copper Electrodes During Electric Current Discharges in an Aqueous Solution of NaCl, Letters on materials **10**, № 4, 486 (2020). DOI: [10.22226/2410-3535-2020-4-486-490](https://doi.org/10.22226/2410-3535-2020-4-486-490)

ОЦЕНКА МЕТОДА РАЗДЕЛЕНИЯ ПЕРВИЧНЫХ ЧАСТИЦ ПО ЧИСЛУ МЮОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ

Ф. Камолиднов

Таджикский национальный Университет

При прохождении первичных космических лучей через атмосферу они взаимодействуют с атомами атмосферы и в результате индуцируется широкий атмосферный ливень (ШАЛ). Изучая характеристики широкого атмосферного ливня можно до некоторой степени точности определить характеристики первичных частиц. Таким образом определены интенсивность первичных частиц в экспериментах. В ходе изучения спектра обнаруживается излом спектра частиц в зоне 100 ПэВ. Некоторые модели предлагают, что в этой области количества тяжелых ядер увеличивается, а легких ядер уменьшается. Чтобы понять причину излома спектра нужны дополнительные экспериментальные данные.

Для обработки экспериментальных данных нужны методы, с помощью которых можно с хорошей точностью определить тип первичной частицы. В настоящее время первичные частицы разделяются на две группы при обработке данных детекторов заряженных частиц.

В данной работе оценен метод разделения первичных частиц по типу на основании отношения числа электронов к числу мюонов ШАЛ. Для этого с помощью программы CORSIKA смоделирован ШАЛ от различных первичных частиц, которыми являлись протон и ядра He, N, S, Fe. В качестве модели сильного взаимодействия использовалась модель QGSJET. Первичные частицы падали нормально к атмосфере. Вторичные частицы регистрировались на высоте 4250 м над уровнем моря. Исследуемыми вторичными частицами были электроны и мюоны. Энергия первичных частиц 0.1-1 ПэВ. В результате проведенных первичных расчетов можно прийти к выводу, что по данной методике первичные частицы можно поделить на три группы, но точность деления будет грубоватым.

Ключевые слова: первичная частица космических лучей, электрон, мюон, широкий атмосферный ливень, polar cap energy losses, Fourier Bessel transformation method

Литература

- [1] Камолиддинов Ф.Дж. Оценка восстановления полного числа заряженных частиц шал индуцированным протоном./ Камолиддинов Ф.Дж., Махсудов Б.И. Вестник ТНУ 1/3(200)2016, с95-98
- [2] D. Heck. CORSIKA: A Monte Carlo Code to Simulate Extensive Air Showers/ D. Heck, J. Knapp, J.N. Capdevielle, G. Schatz, T. Thouw//FZKA 6019- Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe (Germany)-Feb 1998- 90p
- [3] N.N. Kalmykov. Quark-gluon-string model and EAS simulation problems at ultra-high energies//] N.N. Kalmykov, S.S. Ostapchenko, A.I. Pavlov//Nuclear physics B proceeding Supplements 52(3) -1997-17-28p

ИЗМЕРЕНИЕ АКТИВНОСТИ ^{222}Rn И ^{226}Ra В ВОЛОСАХ ЧЕЛОВЕКА С ПОМОЩЬЮ ТРЕКОВОГО ДЕТЕКТОРА CR-39.

Б.Ж. Сайдуллаев, А.Васидов

*Институт ядерной физики АН РУз, М. Улугбекский район, пос. Улугбек, ул. Хорасан 1, 100214, Ташкент,
e-mail: saydullayev@inp.uz

Приведены значения удельной активности ^{226}Ra , обнаруженного в волосах жителей городов Ангрена и Ташкент. Удельную активность радия-226 определяли косвенно, измеряя объемную активность радона-222 с помощью трекового детектора CR-39. Время экспозиции альфа-частиц ^{222}Rn и его дочерних продуктов на детекторе CR-39 составило 50÷70 сут. Как показали результаты измерений, активность радона в пробах волос жителей Ангрена в несколько раз превышала активность радона волос жителей Ташкента и их значения составляли 2036÷4471 мБк/м³ и 646÷1937 мБк/м³, соответственно. Удельная активность ^{226}Ra в волосах жителей Ангрена и Ташкента составила 0,12÷0,75 мБк/г и 0,75÷1,65 мБк/г, соответственно. Значения ^{226}Ra в волосах у ангренских жителей были в несколько раз выше, чем у ташкентских.

Ключевые слова: Объемная активность Rn-222, концентрация Ra-226, CR-39.

Ссылка

- [1.] Васидов А. Методы измерения объемной активности и скорости эксхалляции радона // Германия, LAMBERT Academic Publishing. 2013. -216 с.
[2.] George A. Welford, Ruth Baird. Uranium levels in human diet and biological materials // Health Phys. -1967. -Vol. 13. -pp. 1321 - 1324.

GEANT4 АТОМНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ

Т.Б.Файзиев¹, Э.Э. Дустмуродов^{1,2}, Д.М.Номозова³

¹Институт Ядерной Физики АН РУз, Ташкент, Узбекистан (PhD)

²Ташкентский государственный университет транспорта (ассистент)

³Шахрисабзский государственный педагогический институт (ассистент)

temur.fayziyev1229@gmail.com

Аннотация

Низкоэнергетический электромагнитный пакет Geant4 включает в себя компонент для моделирования атомной релаксации элементов с атомным номером от 6 до 100. Этот процесс запускается созданием вакансии в заполненной атомной оболочке в результате взаимодействия падающей частицы с атомом материала мишени. Рентгеновская флуоресценция и эмиссия оже-электронов являются результатом каскада релаксации. Наличие модели, обрабатывающей атомную релаксацию в Geant4, расширяет применимость инструментария моделирования к экспериментальным вариантам использования, связанным с последующим исследованием свойств материалов с помощью их характерного рентгеновского излучения или оже-излучения. Это также актуально для приложений точного моделирования, таких как микродозиметрия или проектирование и оптимизация детекторов на основе нанотехнологий. Описаны ключевые особенности процесса разработки программного обеспечения, архитектура и дизайн программного обеспечения, а также детали реализации физической модели.

Ключевые слова: Монте-Карло, Geant4, моделирование, рентгеновская флуоресценция, Оже-электрон.

Введение: Точное моделирование электромагнитных взаимодействий частиц с веществом является важнейшим требованием в различных экспериментальных областях. Набор инструментов Geant4 [1], включает в себя множество пакетов для этой цели: они специализированы для различных типов частиц или диапазонов энергий, с которыми они работают, или используют различные подходы к физическому моделированию. Среди них низкоэнергетический электромагнитный пакет Geant4, включает модели физических процессов для электронов и фотонов, заряженных адронов и ионов, простирающихся до энергий ниже 1 кэВ; он характеризуется подробным описанием взаимодействий частиц, которое учитывает атомную структуру вещества, а также продуманным дизайном, основанным на объектно-ориентированной технологии и поддерживаемым строгим программным процессом. Моделирование атомной релаксации входит в сферу применения этого пакета; специальный компонент моделирует эффекты, связанные с физическими процессами, которые приводят атом в ионизированное состояние: излучение рентгеновской флуоресценции и оже-электронов.

Разработка реакции атомной релаксации Geant4 в соответствии с требованиями различных экспериментальных приложений. Мотивы для моделирования этой физической области делятся на две основные категории: экспериментальные исследования, основанные на специфических особенностях атомной релаксации, т.е. Рентгеновская флуоресценция и оже-эмиссия электронов в качестве индикаторов состава материала по измеряемому спектру, а также в случае микродозиметрии или других точных исследований характеристик детектора, требующих подробного описания вторичных эффектов, возникающих в результате ионизации атома в процессе первичного взаимодействия. Недавние проекты по разработке детекторов частиц на основе нанотехнологий стимулировали дальнейший интерес к моделированию электронов низкой энергии для проектирования и оптимизации детекторов.

Особенности реализации программного обеспечения: Низкоэнергетический электромагнитный пакет Geant4 управляет физическими процессами фотонов (фотоэффект, комптоновское рассеяние, рэлеевское рассеяние и образование пар), электронов (ионизация и тормозное излучение) и позитронов (аннигиляция, а также те же процессы, что и для электронов), а также процессом ионизации адронов и ионов. Для электронных и фотонных процессов используются два различных физических подхода: модели, основанные на оцененных библиотеках данных, и аналитические модели, первоначально разработанные для кода Монте-Карло. Позитроны обрабатываются только аналитическими моделями. Для адронной и ионной ионизации предусмотрены различные модели, в зависимости от энергии и заряда падающей частицы [2].

Код обрабатывает создание вторичных частиц (фотонов и электронов), возникающих в результате переходов между связанными атомными состояниями. Переходы из континуума в связанные состояния не рассматриваются; для завершения процесса атомной релаксации с соблюдением энергетического баланса энергия, эквивалентная переходам из континуума в связанные состояния, вычисляется как разница между энергией связи выброшенного первичного электрона и суммой энергий всех вторичных продуктов релаксации, и предполагается, что он депонируется локально там, где происходит первичный процесс.

Для радиационного перехода между подоболочками i и j энергия E_γ испущенного фотона вычисляется как разница между энергиями связи E_i и E_j двух подоболочек:

$$E_\gamma = E_i - E_j \quad (1)$$

На рис.1 показано распределение энергии рентгеновских лучей, генерируемых переходами, происходящими из вакансии в оболочках K, L, M, N и O.

Для безизлучательного перехода между подоболочками i и j , при котором электрон испускается из подоболочки h , энергия испускаемого электрона E_e вычисляется как:

$$E_e = E_j - (E_h + E_i) \quad (2)$$

где E_j , E_h и E_i - энергии связи задействованных подоболочек. Энергетические распределения электронов от переходов Оже и Костера-Кронига, генерируемых исходной вакансией в оболочках K, L, M, N и O, показаны на рис. 2.

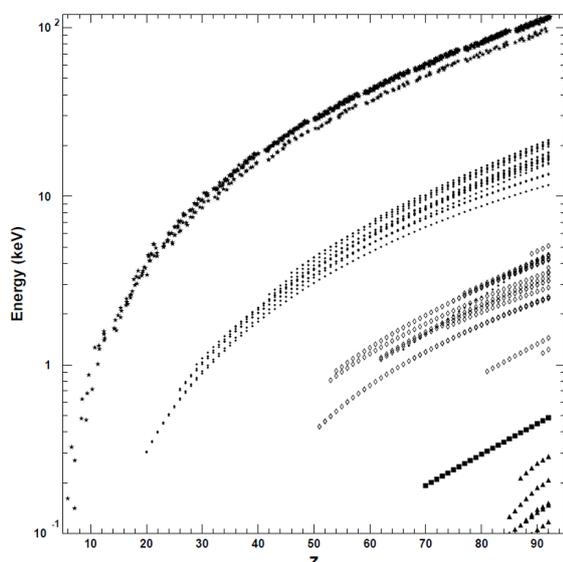


Рис. 1. Энергия фотонов флуоресценции, генерируемых атомной релаксацией Geant4, в зависимости от атомного номера Z ; символы представляют переходы, происходящие из вакансии в оболочке K (звезды), оболочке L (точки), оболочке M (ромбы), оболочке N (квадраты) и оболочке O (треугольники); для лучшей читаемости на графике показаны K, L и M переходов с вероятностью $> 10^{-3}$, N переходов с вероятностью $> 5 \cdot 10^{-4}$ и O переходов с вероятностью $> 10^{-6}$.

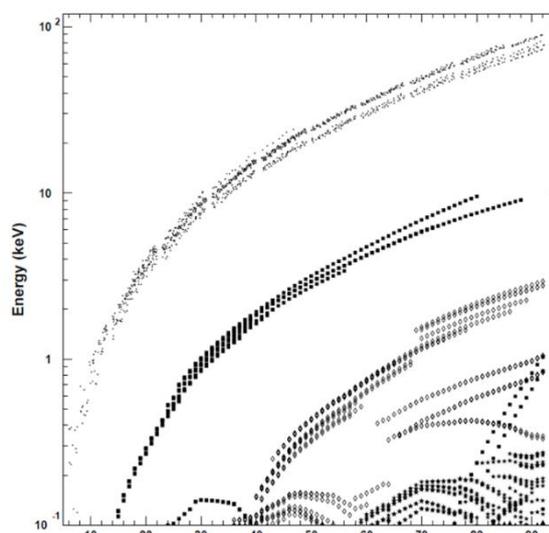


Рис. 2. Энергия электронов, генерируемых атомной релаксацией Geant4, в зависимости от атомного номера Z ; символы представляют переходы Оже и Костера-Кронига, возникающие из вакансии в оболочке K (точки), оболочке L (квадраты), оболочке M (ромбы), оболочке N (звезды), и O оболочек (треугольники); для лучшей читаемости на графике показаны K переходов с вероятностью $> 10^{-3}$ и L, M, N и O переходов с вероятностью $> 0,1$.

Заключение: Компонент для моделирования атомной релаксации элементов с атомным номером от 6 до 100 был разработан и внедрен в низкоэнергетический электромагнитный пакет Geant4. Он моделирует радиационные и безизлучательные атомные переходы, которые происходят в результате образования вакансии в атомной оболочке; он производит излучение рентгеновской флуоресценции и оже-электронов в качестве вторичных частиц. Наличие этого компонента в Geant4 расширяет функциональность инструментария для точного моделирования, особенно актуального для экспериментальных приложений, чувствительных к точному пространственному распределению энергии, накапливаемой в детекторах, или к получению вторичных частиц с низкой энергией. Этот прибор также позволяет использовать Geant4 в качестве системы моделирования для физических исследований, связанных с излучением характерных рентгеновских лучей и оже-электронов из материалов. Разработка и внедрение Geant4 Atomic Relaxation достигли зрелой стадии; деятельность в

этой области в настоящее время сосредоточена на экспериментальной проверке программного обеспечения[3,4].

Литературы:

1. F. Salvat, J. M. Fernandez-Varea, and J. Sempau, "PENELOPE-2006: A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport", Nuclear Energy Agency Workshop Proceedings, Barcelona, Spain, Jul. 2006.
2. Э.Э Дустмуродов, ОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТИЦ ПРИ РЕЛЯТИВИСТСКОМ СТОЛКНОВЕНИИ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР НА LHC (С ПОМОЩЬЮ GEANT4), Science and Education, toml (9) с.59-65 (2020)
3. Э.Э Дустмуродов, РОЖДЕНИЕ БЫСТРЫХ ПО-МЕЗОНОВ В ЯДРОЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 4, 5 А ГэВ/с С РАСЧЁТАМИ ПО МОДЕЛИ FRITIOF, Science and Education, toml (4) с.11-15 (2020)
4. Б.С Юлдашев, Э.Э Дустмуродов, ПОНИМАНИЕ БОЗОНА ХИГГСА С ПОМОЩЬЮ LheC, Science and Education, toml (4) с.16-21 (2020)

УЧАСТИЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ОБОЛОЧЕК В РОЖДЕНИИ ДЕЛЬТА-ЭЛЕКТРОНОВ И ОПРЕДЕЛЕНИЕ СВЕТИМОСТИ РЕАКЦИЙ

Зафар Игамкулов^{1*} и Дмитрий Дряблов¹

¹Объединенный институт ядерных исследований, Россия, 141980, Московская область, г. Дубна, ул. Жолио-Кюри - 6,

*E-mail: gamkulo@ihe.jinr.ru, wgamkulo@bk.ru (автор, ответственный за переписку)

Аннотация

Определение светимости реакций на внутренних мишенях ускорителей является нужной и актуальной задачей при проведении разных физических экспериментов. В данной статье рассматриваются дельта-электроны, вылетающие из внутренней мишени Нуклотрона (ОИЯИ) при взаимодействии с налетающими ядрами ускорителя. Дельта-электроны могут использоваться в определении и контроле светимости реакций на внутренней мишени Нуклотрона. Проведенные расчеты рождения дельта-электронов, а также учет их рассеяния во внутренней мишени актуальны при разработке устройства контроля светимости и его калибровке.

Ключевые слова: ускоритель, светимость, дельта электроны, внутренняя мишень, сечение выхода электронов, кристаллическая решетка.

Введение

При измерениях сечений физических процессов в атомной и ядерной физике с использованием внутренних (нитевидных или фольговых) мишеней ускорителя, определение светимости реакции (интенсивность взаимодействия во времени при единичном сечении называется светимостью реакции L_c ($\text{см}^{-2}, \text{с}^{-1}$)) является важным моментом. В теоретических работах [1, 2] была рассмотрена возможность применения дельта-электронов для определения светимости реакций на внутренней мишени Нуклотрона.

Электроны эмиссии из мишеней давно используются для мониторинга выведенного пучка из ускорителей [3]. Это актуально при настройке режимов работы самого ускорителя и проведении на нем физических экспериментов. Важным условием проведения таких измерений является надежное выделение электронов на фоне других частиц. Простым и эффективным способом такой сепарации является обычный метод $\Delta E-E$ регистрации частиц.

Число регистрируемых в единицу времени вторичных частиц $dN/d\Omega$ и дифференциальное сечение их рождения $d\sigma/d\Omega$ под углом θ связаны следующим соотношением:

$$\frac{dN}{d\Omega}(\theta) = L_c \frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta), \quad (1)$$

здесь $dN/d\Omega$ – число регистрируемых вторичных частиц, в нашем случае дельта-электронов. Регистрируя дельта-электроны, вылетающие из внутренней мишени при ее взаимодействии с налетающими частицами и зная сечение их рождения под измеряемыми углами, в принципе можно диагностировать светимость реакции.

Оценка участия электронных оболочек атомов мишени в рождении δ -электронов

Ожидаемое число электронов из мишени при известной ее толщине и материале мишени вычисляется по формуле:

$$\frac{dN_e}{d\Omega_e}(\theta_e)|_c = t \cdot \frac{Z_t}{A_t} \cdot 6 \cdot 10^{23} \cdot N_0 \cdot \frac{d\sigma_e}{d\Omega_e}(\theta_e), \quad (2)$$

где t - толщина мишени ($\text{г}/\text{см}^2$), Z_t , A_t - заряд и атомный вес мишени, N_0 - число ускоренных ядер.

Сечение выхода электронов под углом θ_e в (2) подсчитывается по формуле:

$$d\sigma_e = (Z_p)^2 \frac{r_e^2}{\beta^4 \cos^3 \theta_e} \frac{d\Omega}{d\Omega_e}, \quad 0 \leq \theta_e \leq 90^\circ \quad (3)$$

здесь Z_p и β – заряд и скорость ядер пучка, r_e и θ_e – радиус и угол вылета электронов.
С учетом (3) формула (2) принимает следующий вид:

$$\frac{dN_e}{d\Omega_e}(\theta_e)|_c = t \cdot \frac{Z_t}{A_t} \cdot 6 \cdot 10^{23} \cdot N_0 \cdot (Z_p)^2 \frac{r_e^2}{\beta^4} \frac{1}{\cos^3 \theta_e}, \quad (4)$$

Учитывая, что $d\Omega = \varphi \cdot d\theta$, где φ – полярный угол вылета электронов из внутренней мишени ускорителя, для ожидаемого числа электронов N_e получим:

$$N_e = \int_0^{\pi/2} \left(t \cdot \frac{Z_t}{A_t} \cdot 6 \cdot 10^{23} \cdot N_0 \cdot (Z_p)^2 \frac{r_e^2}{\beta^4} \frac{\varphi \cdot d\theta}{\cos^3 \theta_e} \right), \quad (5)$$

Для Cu мишени ($Z_t = 29$ и $A = 63,5$) оценим интегральный выход электронов по формуле (5) для энергии налетающих дейтронов $E_d = 360$ МэВ/н и $\beta_d = 0,69$. Для угла вылета электронов в $\theta_e = 64^\circ$ из мишени интегральный выход электронов равен $N_e = 8,2 \cdot 10^7 \text{ с}^{-1}$ с учетом толщины мишени $t_{Cu} = 3,52 \cdot 10^{-2} \text{ г/см}^2$ и $\varphi = 2\pi$.

Участие электронов разных оболочек атомов медной мишени можно оценить, пользуясь данными пробега дейтрона в алюминии [4]:

$$R_x = R_{Al} \frac{(Z/A)_{Al}}{(Z/A)_x} = 16,36 \cdot \frac{13/27}{29/63,5} = 17,25 \text{ мг/см}$$

Зная плотность меди $\rho_{Cu} = 8,96 \text{ г/см}^3$, найдем пробег дейтронов в меди в микронах $l = R_x/\rho_{Cu} = 19,3$ мкм. Чтобы учесть число атомов меди на глубине пробега дейтрона и оценить радиус взаимодействия налетающих дейтронов с атомами мишени с рождением дельта-электронов, воспользуемся приведенными ниже расчетами. Из Рис.1 следует, что дейтрон в медной мишени

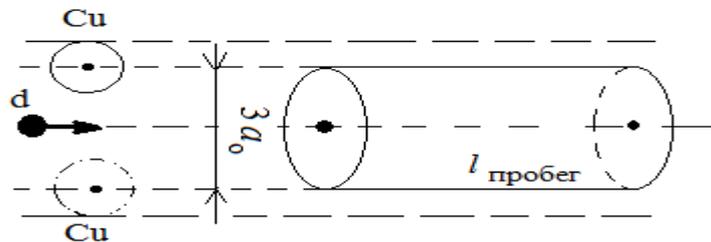


Рис. 1. Условная диаграмма взаимодействия налетающих дейтронов с электронами оболочек атомов мишени. Диаметр условного цилиндра (расстояние между двумя атомами, удовлетворяющее условиям рождения δ – электронов (b – a)) $\varnothing = 3a_0$

пробегает расстояние $l = 19,3$ мкм с объемом $V = S \cdot l = \pi \cdot (3a_0/2)^2 \cdot l$. По справочным данным, радиус нейтрального атома меди $a_0 = 0,128$ нм. Кристаллическая решетка Cu кубически гранецентрированная и постоянная решетки $a_{\text{решетки}}^{\text{Cu}} = 0,362$ нм.

С учетом размеров решетки объем ячейки равен $V = 2,235 \cdot 10^{-6} \text{ мкм}^3$. С фактором **Базиса кристаллической решетки**, на одну элементарную ячейку гранецентрированной решетки приходится четыре атома $8:8 + 6:2 = 4$. Можно указать и координационное число для меди – число атомов вокруг одного атома меди на одинаковом расстоянии равно 12.

Из вышеуказанных данных следует, что в объеме длины пробега дейтрона в кристаллической решетке меди (где есть взаимодействие с электронами), количество ячеек равно:

$$N_{\text{ячеек}} = V/a^3_{\text{решетки}} = 2,235 \cdot 10^{-6} / 0,047 \cdot 10^{-9} = 4,76 \cdot 10^4 \text{ ячеек}$$

Умножая это число ячеек на базисное число кристаллической решетки меди, получим число $N_{\text{атом}} = 1,9 \cdot 10^5$ атомов, взаимодействующих с одним налетающим дейтроном. Если каждый дейтрон налетающего пучка ускорителя с интенсивностью $I_d \approx 8 \cdot 10^9$ имп/сек провзаимодействует с $N_{\text{атом}}$ количеством, то общее число $\Sigma N_{\text{взаим}} = I_d \times N_{\text{атом}} = 1,5 \cdot 10^{15}$. Моделирование этого процесса в GEANT

показало, что 50% дейтронов летят мимо ядер без каких-либо взаимодействий, поэтому можно использовать цифру $\Sigma N_{\text{взаим}} = 0,75 \cdot 10^{15}$.

Ожидаемое число электронов при данной интенсивности пучка дейтронов, по формуле (5), дает величину $N_e = 1,3 \cdot 10^{14}$ δ -электронов. Из полученных данных видно, что соотношение $\Sigma N_{\text{взаим}}/N_e \approx 6$, т.е. шести дейтронам налетающего пучка приходится рождение одного дельта-электрона. Это означает, что электрон выбивается налетающим дейтроном только из верхней $4s^1$ оболочки, у которой энергия ионизации составляет ≈ 10 эВ, что совершенно не влияет на процедуру расчетов, приведенных в предлагаемом [5-6] методе определения светимости реакции с помощью дельта-электронов.

В работе [1] для определения светимости реакций рассматривается идеальный случай парного кулоновского взаимодействия покоящихся электронов с налетающими ядрами. В действительности же, даже при выполнении условия $\beta_e \ll \beta$ (где β и β_e - скорости налетающих ядер и электронов мишени, соответственно), имеется некоторый разброс скоростей электронов в атоме. Это приводит к размытию пика и комптоновскому профилю распределения электронов по импульсу при фиксированном θ_e . В соответствии с боровской моделью для водородоподобных систем, скорости электронов бывают порядка $\beta_e \approx Z_t / (137n)$, где n - номер оболочки атома на котором находится электрон. Таким образом, для тяжелых мишеней условие $\beta_e \ll \beta$ может значительно нарушаться. Например, для Pb ($Z_t = 82$, $n = 1$) имеем $\beta_e \approx 0,6$. Из этих данных следует, что при использовании таких мишеней необходимо проводить дополнительную калибровку диагностического устройства.

При выходе из мишени δ -электрон испытывает кратное или многократное рассеяние. Для быстрых электронов с большой энергией, вылетающих под малыми углами θ_e такое рассеяние слабо влияет. В этом случае достигается также наиболее пологая зависимость $d\sigma/d\Omega_e$ (Рис.2). С учетом этого, оптимальными углами регистрации дельта-электронов были бы углы их вылета 10^0 - 20^0 , но сегодняшняя конструкция ионопровода и станции внутренних мишеней на теплом участке Нуклотрона не позволяют измерений под указанными углами [7]. Исходя из конструкции станции внутренних мишеней Нуклотрона ОИЯИ, дельта-электроны вылетающие из внутренней мишени можно регистрировать только под полярным углом $\sim 64^0$ [5].

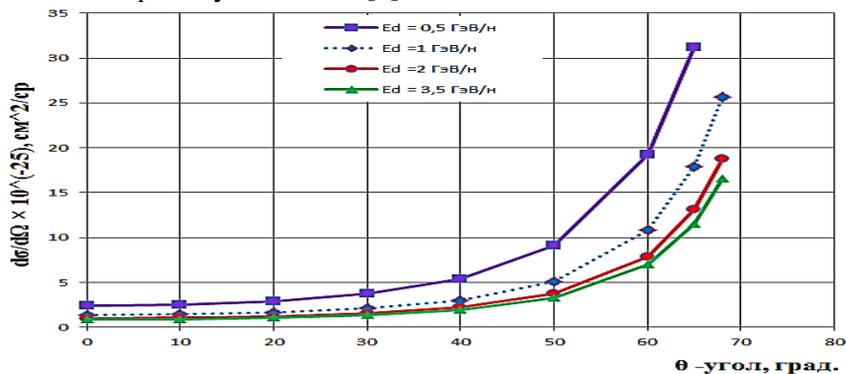


Рис. 2. Зависимость дифференциального сечения выхода δ -электронов $d\sigma/d\Omega_e$ ($\text{cm}^2 \cdot \text{sr}^{-1}$) от угла θ_e (относительно импульса налетающей частицы) при энергиях налетающих дейтронов $E_d = 0,5; 1; 2$ и $3,5$ ГэВ/нуклон

В соответствии с [8], нужно учесть среднее число столкновений релятивистских электронов в мишени толщиной t ($\text{г} \cdot \text{см}^{-2}$), которое оценивается как:

$$\tilde{N} = 2,7 \cdot 10^3 \frac{Z_t^3 (Z_t + 1)}{A_t} t,$$

Для углеродной и вольфрамовой мишени толщиной 10 мкм, соответственно получаем $\tilde{N}(C) \approx 6$ и $\tilde{N}(W) \approx 10^4$. Для небольшого числа столкновений средняя величина угла рассеяния электронов определяется также:

$$\tilde{\theta} = \frac{\pi}{2} \chi \sqrt{B} \quad (B \approx 3 \text{ при } \tilde{N} \approx 10),$$

$$\chi \text{ (градусы)} = 44,8 \cdot Z_t / (\gamma_e - \frac{1}{\gamma_e}) \cdot \sqrt{t/A_t}$$

где γ_e – релятивистский фактор δ -электрона при его скорости β_e . При $\tilde{N} \geq 20$ и $\tilde{\theta} \leq 20^0$ происходит многократное рассеяние релятивистских электронов на угол θ (рад) с [9]:

$$\theta_{rms} = 14,1 / (p_e \cdot C \cdot \beta_e) \cdot \sqrt{\frac{l}{l_{rad}}}$$

где l - толщина мишени в радиационных длинах ее материала и $(p_e \cdot C)$:

$$p_e \cdot C = E_e \cdot \sqrt{(\gamma_e + 1) / (\gamma_e - 1)}$$

Например, для углеродной мишени $\theta \approx \theta_{rms} \approx 6 \cdot 10^{-2}$ рад (при $E_e = 1$ МэВ). Для более тяжелых мишеней такой же толщины (10 мкм), например W, Au справедлива оценка $\theta_{rms} \approx 7 \cdot \tilde{\theta}$ (C-углерод).

Таким образом, при углах вылета дельта-электронов $\theta_e \sim 10^0 - 20^0$ и их энергии ≥ 1 МэВ, учет рассеяния δ -электронов во внутренней мишени становится весьма важным при разработке рассматриваемого устройства контроля светимости и его калибровке. При угле вылета $\theta_e = 64^0$ и энергии электронов $E_e \approx 250$ кэВ, рассеянием электронов в мишени можно пренебречь.

В дальнейших экспериментах добавление в устройство селекции дельта-электронов постоянного магнита повысит точность эксперимента в оценке светимости реакций. Перед входным окошком ΔE -детектора нужно будет установить два маленьких постоянных магнита (1 см x 1 см x 0,5 см), согласно приведенным ниже расчетам. Тогда положительные частицы (p, d и др.) будут отклонены в противоположную сторону от электронов, либо вообще не попадут в угловой аксептанс нашего ΔE -E детектора, поскольку детектор будет расположен (смещен) в стороне от начальной оси прилета частиц. По закону Лоренца, сила действующая на заряженную частицу q , пролетающую со скоростью \vec{v} через магнитное поле с магнитной индукцией \vec{B} , равна:

$$F_L = q \cdot \vec{v} \cdot \vec{B} \cdot \sin \alpha, \quad (6)$$

где α - угол между направлением скорости частицы и направлением вектора индукции (см. Рис. 3.).

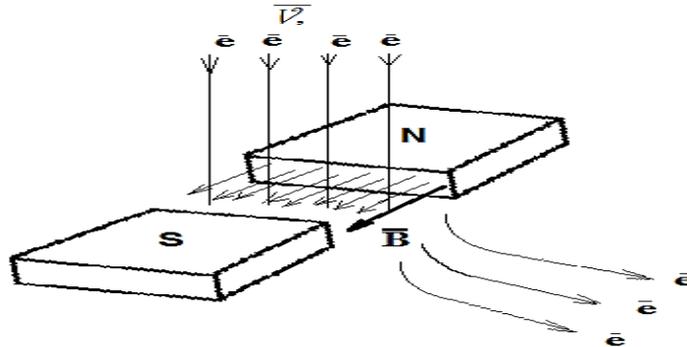


Рис.3. Отклонение потока электронов при прохождении через магнитное поле с индукцией \vec{B} со скоростью v_e . Угол между $B \wedge v_e = 90^0$

Поскольку входное окно п/п детектора устанавливается строго перпендикулярно к центру мишени, то угол $\alpha = 90^0$ ($\sin 90^0 = 1$) и:

$$F_L = q \cdot \vec{v} \cdot \vec{B} \quad (7)$$

Рассчитаем индукцию магнитного поля, отклоняющего электроны на $\Delta x \approx 2$ см полета (можно менять расстояние). Если ввести полную энергию электрона $E_e = mc^2 = m_0 c^2 + T_{кин}$, то радиус кривизны, которую опишет электрон под действием силы Лоренца, определяется таким образом:

$$R = \frac{m \cdot v}{e \cdot B} \cdot \frac{c^2}{c^2} = \frac{v \cdot E_e}{e \cdot B \cdot c^2} = \frac{\beta \cdot E_e}{c \cdot e \cdot B}, \quad (8)$$

Для электронов при $T_{кин} = 250$ кэВ и $\gamma_e = 1,49$ ($\beta_e = 0,74$):

$$R = \frac{(0,511 + 0,25) \cdot 0,74}{3 \cdot 10^{10} \cdot 1,6 \cdot 10^{-19} \cdot B} = 0,19 \cdot 10^{-4} \cdot B^{-1} \text{ (в метрах),}$$

если допустить, что нам нужно отклонять дельта-электроны от начальной оси полета на расстояние $R = 2$ см, то требуемая индукция магнитного поля:

$$B = 0,19 \times 10^{(-4)} / (2 \times 10^{(-2)}) = 0,095 \cdot 10^{-2} \text{ Тл} = 9,5 \text{ Гс}$$

Пусть толщина постоянных магнитов, между которыми будет пролетать заряженная частица, равна 1 см. Тогда отклонение электрона, на этой толщине магнита от своего первичного направления (для $B \approx 10^{-3}$ Тл), составляет $\Delta x = 0,27$ см. Можно получить смещение электронов от первичного направления полета $\Delta x = 1$ см, если п/п детектор установить на удалении 4 см от центра магнитов. С ростом индукции магнитного поля, радиус R будет уменьшаться, а смещение Δx расти.

Заключение

В заключении статьи можно делать следующие выводы: при проведении физических экспериментов на станции внутренних мишеней Нуклотрона одной из актуальных задач является контроль светимости реакций и точное знание величины светимости для каждого конкретного случая (интенсивности налетающих ядер, типа и материала внутренней мишени и т.д.). Метод использования дельта-электронов, вылетающих из внутренней мишени при рА- или dА- взаимодействиях, позволяет с высокой точностью определить светимость. Для этого требуется полупроводниковый $\Delta E - E$ детектор и универсальный алгоритм расчета светимости для разных условий проведения физических экспериментов на внутренней мишени Нуклотрона.

Литература:

- [1.] Artiоmov A.S., Anisimov Yu.S., Afanasev S.V. et al. Control of the beam- internal target interaction at the Nuclotron by means of light radiation //Nucl.Inst. and Meth. A., V.538, Nos.1-3., **P.8-16.**, (2005)
- [2.] Артемов А.С., Афанасьев С.В., Алфеев В.С. и др. Схема и расчет магнитного анализатора электронов для исследований по релятивистской атомной физике на внутренних мишенях нуклотрона // Письма в ЭЧАЯ. -Т.4. №.3 [139]. -**C.434-442.**, (2007)
- [3.] Bernier K., de Rijk G., Ferioli G. et al. Calibration of secondary emission monitors of absolute proton beam intensity in the CERN SPS North Area.- **CERN 97-07.**, (1997)
- [4.] Katz L., Penhold A.S. Range-energy relations for electrons // Rev.Mod. Phys., V.24, **P.28-35**, (1952)
- [5.] Crueru M., Afanasiev S., Igamkulov Z., et.al. A $\Delta E-E$ semiconductor detector combined with CsI(Tl) crystal for monitoring the relative electrons flux generated in interaction of accelerated nuclei beam on thin targets // Journal of Instrumentation JINST, Technical Report., V.10. , **P.T07003**, (2015)
- [6.] Afanasiev S.V., Anisimov Yu.S., Igamkulov Z.A. et al. Investigation of Semiconductor Detector at the Internal Target of the Nuclotron, LHEP JINR//12th International Workshop "Relativistic Nuclear Physics: from Hundreds of MeV to TeV", Stara-Lesna, Slovak Republic., **June (16-20)**, (2014)
- [7.] Артемов А.С., Анисимов Ю.С., Базылев С.Н. и др. Станция внутренних мишеней на нуклотроне // Краткие сообщения ОИЯИ.-Дубна., **C.95-102.**, (1996)
- [8.] Taiuti M., Muccifora V. , Costa C. et al. Stochastic description of internal target effects on electron rings// Nucl. Instr. Meth. A., V.313, Nos.1-2., **P.11-22.**, (1992)
- [9.] Артемов А.С., Афанасьев С.В. Возможности контроля светимости в экспериментах с внутренними мишенями на нуклотроне по δ -электронам // Письма в ЭЧАЯ., Т.1, № 2., **C.18-26.**, (2004)

СВОЙСТВА ОКТУПОЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ ^{238}U

П. Н. Усманов ¹, А. И. Вдовин ², А. Н. Нишинов ¹

¹ Наманганский инженерно-технологический институт, 160115 Наманган, Узбекистан

² Международная межправительственная организация, Объединённый институт ядерных исследований, Лаборатория теоретической физики имени Н.Н. Боголюбова, 141980 Дубна, Россия

*E-mail: usmanov1956.56@mail.ru

Аннотация

Изучены энергии и электрические характеристики октупольных состояний ядра ^{238}U в рамках феноменологической модели, учитывающей кориолисово смешивание состояний ротационных полос. В частности, исследованы состояния низколежащих полос отрицательной чётности. Рассчитаны энергии и структура состояний ротационных полос с основаниями $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-, 3^-$ и вероятности дипольных $E1$ -переходов с этих состояний. Теоретические значения энергий и приведённых вероятностей $E1$ -переходов сравниваются с экспериментальными данными. Согласие экспериментальных данных и теоретических результатов хорошее.

Ключевые слова: энергия, ядро, спин, отрицательная чётность, кориолисово смешивание, ротационная полоса.

Введение

В настоящее время в одном из актуальных направлений исследований в области структуры атомного ядра является экспериментальное и теоретическое изучение состояний отрицательной чётности в ядрах области актинидов [1-12]. В ядре ^{238}U известны вращательные полосы, построенные на основном и октупольно-колебательных состояниях. Основными экспериментальными способами изучения свойств возбуждённых состояний являются кулоновское возбуждение и реакции с тяжёлыми ионами [5-8]. Коллективная природа низколежащих состояний отрицательной чётности в актинидах была выяснена в теоретических работах, использовавших метод случайных фаз [2-4]. Предсказания работ [2-4] согласуются с данными, полученными с помощью кулоновского возбуждения [5].

Экспериментальные данные о возбуждённых состояниях ядра ^{238}U анализировались в рамках микроскопических [8] и феноменологических моделей [9,10]. Результаты, полученные в рамках микроскопической модели [8] заметно расходятся с экспериментом. В работе [9] в рамках кластерной модели на качественном уровне удалось воспроизвести порядок уровней с чётными и нечётными спинами в $K^\pi = 1^-$ полосе.

Кратко опишем имеющуюся экспериментальную информацию об октупольных полосах ядра ^{238}U . Нижайшая октупольная полоса в этом нуклиде построена на основании с квантовыми числами $K^\pi = 0^-$ и энергией $E_0 = 680$ кэВ. Состояния этой полосы прослежены вплоть до спина $I = 33\hbar$, хотя следует отметить, что каскад γ -переходов в полосе обрывается на состоянии $I = 7\hbar$. Согласно последней опубликованной компиляции оцененных данных [1] в полосу $K^\pi = 1^-$ включены уровни только с чётными спинами от $I = 2\hbar$ ($E_x = 950$ кэВ) до $I = 28\hbar$. Полосы с $K^\pi = 2^-$ и 3^- представлены тремя ($IK^\pi = 22^-, 32^-$ и 42^-) и одним уровнями, соответственно, их идентификация неоднозначна [1, 9-11].

Приведённые вероятности $E1$ переходов известны только из оснований полос $K^\pi = 0^-$ и 1^- на уровни основной полосы, а также из уровней со спинами $I = 1, 3$ на состояния $I = 2$ β -вибрационных ($K^\pi = 0_2^+$ и 0_3^+) полос. Отношения вероятностей $E1$ -переходов из $K^\pi = 0^-$ полосы на уровни основной полосы известны до спина $I = 15\hbar$ [5].

В работе [12] свойства состояний отрицательной чётности в ^{238}U были исследованы нами в рамках феноменологической модели [13,14] с учетом кориолисова смешивания полос с $K^\pi = 0^-$ и 1^- . Были рассчитаны энергии уровней и структура состояний низколежащих октупольных полос. В такой же схеме были вычислены отношения вероятностей $E1$ -переходов из состояний $K^\pi = 0^-$ и 1^- полос на уровни основной полосы [15]. При этом было показано, что для улучшения описания экспериментальных энергий уровней $K^\pi = 1^-$ полосы и вероятностей $E1$ -переходов из них необходимо учитывать также смешивание с полосами с основаниями $K^\pi = 2^-$ и 3^- .

В данной работе исследованы энергии и электрические свойства октупольных состояний ^{238}U в рамках феноменологической модели [16], учитывая смешивания состояний низколежащих полос $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ и 3^- . Вычислены энергии, приведённые дипольных электрических переходов из состояний октупольных полос на уровни основной и бета вибрационных полос.

Результаты расчётов.

Теоретические и экспериментальные октупольные состояния полосы с $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ и 3^- представлено в табл.1. Как видно из табл.1 наши расчеты хорошо описывают экспериментальные энергии ротационных уровней полосы $K^\pi = 0^-$. Расхождение теории и эксперимента достигает 100 кэВ только при спинах $I = 30\hbar$. Результаты работы [14] несколько хуже. Хотя энергия основания полосы в [14] несколько выше экспериментальной, уже уровень $I^\pi = 7^-$ оказывается ниже экспериментального и с дальнейшим ростом спина I расхождение теории [14] с экспериментом продолжает увеличиваться.

Более внимательного рассмотрения требует полоса $K^\pi = 1^-$. Согласно [6] этой полосе принадлежат состояния с четными спинами $I^\pi = 2^- \div 28^-$. В справочнике [16] в качестве основания полосы указан уровень $E_x = 930,8$ кэВ, $I^\pi = (1^-)$. Авторы [14] также рассматривали это состояние как основание для полосы $K^\pi = 1^-$. Кроме того, в работе [14] к полосе $K^\pi = 1^-$ были отнесены состояния с нечётными спинами $I^\pi = 3^- \div (25^-)$ и энергиями от 0,998 МэВ до 4,393 МэВ. Все эти уровни наблюдались в реакциях кулоновского возбуждения. Следует подчеркнуть, что нечетные спины уровней $I^\pi \geq 7^-$ определены ориентировочно, а уровень $I^\pi = (5^-)$ с энергией $E_x = 1,286$ МэВ, указанный в [14] и [15], в последнюю компиляцию оценённых данных для ^{238}U [6] не включен. Тем не менее, имея в виду сравнение наших результатов с результатами [14], мы включили уровни с нечётными спинами в табл.1. Результаты наших расчётов указывают, что состояния с нечётными относятся к полосе $K^\pi = 2^-$ как указаны в [15], а не $K^\pi = 1^-$ полосе указанные в [14]. (см табл.1).

Отношения приведённых вероятностей E1-переходов

$$R_{IK} = \frac{B(E1; IK \rightarrow (I+1)gr)}{B(E1; IK \rightarrow (I-1)gr)} = \frac{\left| \psi_{0K}^I \sqrt{(I+1)} - Z \cdot \psi_{1K}^I \sqrt{I} \right|^2}{\left| \psi_{0K}^I \sqrt{I} + Z \cdot \psi_{1K}^I \sqrt{(I+1)} \right|^2},$$

где $Z = m_1 / m_0$.

из состояний полос с $K^\pi = 0^-$ и 1^- на уровни основной полосы изображены на рис. 1 и 2 как функции спина I . Здесь же даны их экспериментальные значения [6,10] и предсказания адиабатического подхода (правила Алаги). Экспериментальные значения отношений $R_{I0}^{эксн}$ для состояний полосы с $K^\pi = 0^-$ известны для спинов $I \leq 15\hbar$ [10], а для полосы $K^\pi = 1^-$ только для $I = 1\hbar$ и $3\hbar$. Учитывая значительные погрешности в экспериментальных данных, описание экспериментальных отношений $R_{I0}^{эксн}$ нашей моделью можно признать удовлетворительным. Заметим, что для полосы $K^\pi = 0^-$ неадиабатические поправки оказались невелики и рассчитанные нами значения R_{I0} близки к полученным по формулам Алаги. Заметная разница значений R_{I0} и $R_{I0}^{эксн}$ для $I = 1\hbar$ возможно объясняется выстраиванием внутреннего углового момента j_x . В работе [19] было показано, что в ядрах трансуронов эффект выстраивания j_x при низких значениях спина заметно влияет на энергии и электрические свойства октупольных состояний. В настоящих расчетах эффект выстраивания не учитывался.

В отличие от $K^\pi = 0^-$ полосы в полосе $K^\pi = 1^-$ адиабатические значения отношений R_{I1}^A медленно растут с увеличением спина I , в то время как рассчитанные нами R_{I1} уменьшаются с ростом I и при этом оказываются в несколько раз больше последних, особенно при малых спинах. Хотя экспериментальная информация об отношениях $R_{I1}^{эксн}$ явно недостаточна для окончательных выводов, качественно она согласуется с нашими результатами.

Расчёты результатов энергии, вероятностей E1-переходов и их отношения сравниваются с имеющимися экспериментальными данными. Обсуждаются неадиабатичности проявляемые в энергиях и вероятностях E1-переходов.

Заключение

Исследованы энергии и электрические свойства ротационных состояний октупольных полос ядра ^{238}U в рамках феноменологической модели, учитывающей кориолисово смешивание. Рассчитаны энергии уровней полос $K^\pi = 0^-$, $K^\pi = 1^-$ и $K^\pi = 2^-$, приведённые вероятности E1-переходов и их отношения R_{I0} и R_{I1} . Результаты расчётов сравниваются с имеющимися экспериментальными данными, а также другими моделями. На рисунке приведены сравнения теоретических и экспериментальных энергий состояний октупольных полос с $K^\pi = 0^-$, 1^- , 2^- и 3^- . Модель хорошо воспроизводит экспериментальные энергии состояний полосы $K^\pi = 0^-$ и вероятности E1 переходов из них на состояния полос положительной чётности. Что касается полос $K^\pi = 1^-$ и 2^- , то здесь ситуация сложная. При низких значениях спина энергии состояний $K^\pi = 1^-$ полосы являются ниже, чем энергии $K^\pi = 2^-$ полосы. Начиная со спина $I^\pi = 11^-$ энергии нечётных состояний $K^\pi = 2^-$ полосы становятся меньше, чем энергии полосы $K^\pi = 1^-$. Т.е. при $I^\pi = 11^-$ происходит пересечения полос с $K^\pi = 1^-$ и 2^- . Результаты наших расчётов указывают, что состояния с нечётными спинами относятся к полосе $K^\pi = 2^-$ как указаны в [10], а не $K^\pi = 1^-$ полосе указанные в [14].

Таблица 1. Энергетические характеристики возбуждённых состояний полос с $K^\pi = 0^-, 1^-$ и 2^- . Теория и эксперимент

I^π	$\omega_{rot}(I)$ МэВ	$E_{rot}(I)$ МэВ	$\varepsilon_0(I)$ МэВ	$E_0(I)$, МэВ			$\varepsilon_1(I)$ МэВ	$E_1(I)$, МэВ			$\varepsilon_2(I)$ МэВ	$E_2(I)$ МэВ	
				$K^\pi = 0^-$				$K^\pi = 1^-$				$K^\pi = 2^-$	
				Exp. [6]	[14]	Настоящая работа		Exp.[6]	[14]	Настоящая работа		Exp. [15]	Настоящая работа
1 ⁻	0.019	0.013	0.667	0.680	0.733	0.680	0.918	0.931	0.878	0.932	—	—	—
2 ⁻	0.033	0.040	—	—	—	—	0.911	0.950	0.879	0.951	—	1.128	1.125
3 ⁻	0.046	0.080	0.652	0.732	0.740	0.732	0.922	0.998	0.996	1.002	1.085	1.169	1.165
4 ⁻	0.059	0.133	—	—	—	—	0.896	1.028	0.959	1.029	1.082	1.242	1.215
5 ⁻	0.072	0.198	0.628	0.826	0.797	0.827	0.923	—	1.162	1.122	1.085	1.286	1.283
6 ⁻	0.084	0.277	—	—	—	—	0.875	1.151	1.087	1.152	1.079	—	1.355
7 ⁻	0.096	0.367	0.600	0.966	0.908	0.967	0.918	—	1.365	1.285	1.091	1.446	1.457
8 ⁻	0.108	0.469	—	—	—	—	0.849	1.318	1.263	1.318	1.075	—	1.543
9 ⁻	0.119	0.582	0.570	1.151	1.072	1.152	0.906	—	1.606	1.487	1.103	1.644	1.685
10 ⁻	0.130	0.706	—	—	—	—	0.820	1.528	1.487	1.527	1.073	—	1.779
11 ⁻	0.140	0.841	0.539	1.379	1.287	1.380	1.119	—	1.885	1.960	0.888	1.866	1.729
12 ⁻	0.150	0.987	—	—	—	—	0.789	1.778	1.754	1.776	1.070	—	2.057
13 ⁻	0.160	1.142	0.507	1.649	1.547	1.650	1.138	—	2.201	2.280	0.867	2.122	2.010
14 ⁻	0.170	1.307	—	—	—	—	1.069	2.066	2.062	2.066	0.758	—	—
15 ⁻	0.179	1.482	0.477	1.959	1.850	1.959	1.157	—	2.551	2.639	0.845	2.418	2.327
16 ⁻	0.188	1.665	—	—	—	—	1.067	2.389	2.407	2.393	0.727	—	—
17 ⁻	0.197	1.858	0.448	2.307	2.191	2.306	1.177	—	2.932	3.034	0.823	2.751	2.681
18 ⁻	0.205	2.058	—	—	—	—	1.066	2.744	2.784	2.755	0.697	—	—
19 ⁻	0.213	2.268	0.420	2.689	2.565	2.687	1.196	—	3.340	3.463	0.802	3.120	3.069
20 ⁻	0.221	2.484	—	—	—	—	1.065	3.128	3.190	3.152	0.667	—	—
21 ⁻	0.228	2.710	0.392	3.104	2.969	3.101	1.214	—	3.772	3.923	0.780	3.521	3.490
22 ⁻	0.236	2.941	—	—	—	—	1.065	3.538	3.620	3.580	0.639	—	—
23 ⁻	0.243	3.181	0.366	3.548	3.397	3.546	1.232	—	4.225	4.413	0.760	3.947	3.941
24 ⁻	0.250	3.428	—	—	—	—	1.064	3.971	4.071	4.039	0.611	—	—
25 ⁻	0.257	3.681	0.340	4.017	3.847	4.021	1.249	—	4.695	4.930	0.740	4.393	4.421
26 ⁻	0.264	3.941	—	—	—	—	1.064	4.424	4.539	4.526	0.584	—	—
27 ⁻	0.270	4.208	0.315	4.504	—	4.524	1.266	—	—	5.474	0.721	—	4.929
28 ⁻	0.277	4.482	—	—	—	—	1.063	4.895	—	5.040	0.558	—	—
29 ⁻	0.283	4.761	0.292	5.003	—	5.053	1.282	—	—	6.042	0.703	—	—

30 ⁻	0.289	5.047	—	—	—	—	1.063	—	—	5.580	0.534	—	
31 ⁻	0.295	5.338	0.269	5.513	—	5.607	1.297	—	—		0.686	—	
32 ⁻	0.300	5.636	—	—	—	—	1.062	—	—		0.510	—	
33 ⁻	0.306	5.939	0.246	6.037	—	6.185	1.312	—	—		0.669	—	
34 ⁻	0.311	6.247	—	—	—	—	1.062	—	—		0.487	—	
35 ⁻	0.317	6.561	0.225	—	—	6.786	1.326	—	—		0.653	—	

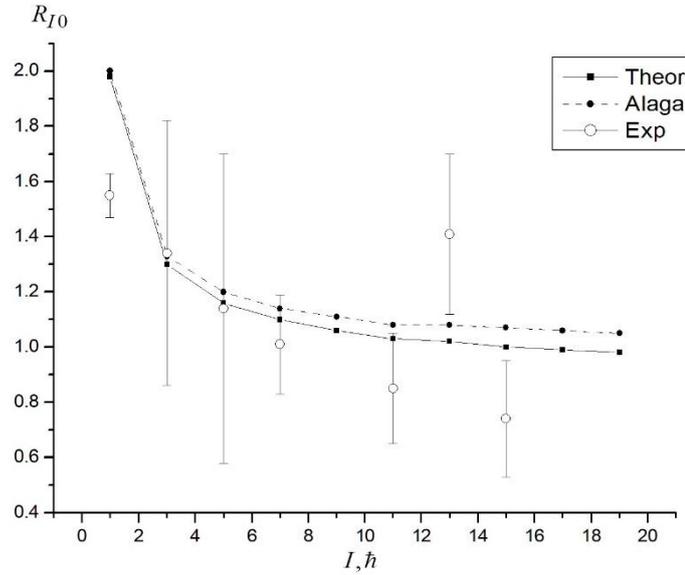


Рис 1. Спиновая зависимость вычисленных и экспериментальных [10] значений отношений вероятностей E1-переходов $R_{JK} = B(E1; I0^- \rightarrow (I+1)gr) / B(E1; I0^- \rightarrow (I-1)gr)$ из состояний октупольной $K^\pi = 0^-$ полосы.

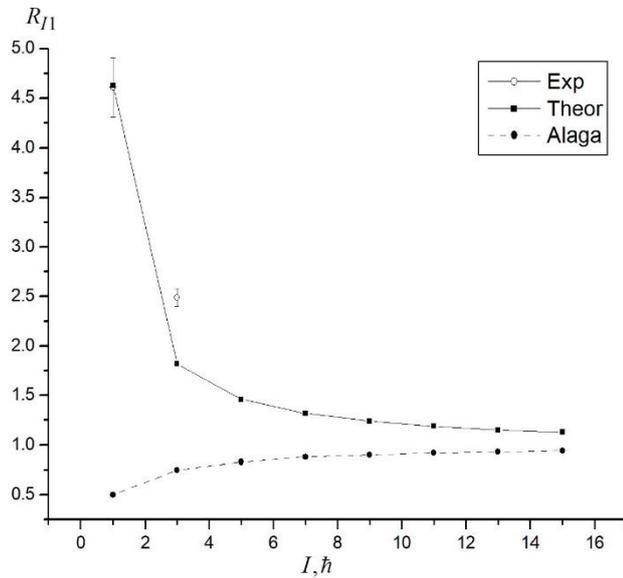


Рис 2. Спиновая зависимость вычисленных и экспериментальных [6] значений отношений вероятностей E1-переходов $R_{JK} = B(E1; I0^- \rightarrow (I+1)gr) / B(E1; I0^- \rightarrow (I-1)gr)$ из состояний октупольной $K^\pi = 1^-$ полосы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. Browne, J.K. Tuli, “Nuclear Data Sheets for A=238”, *Nucl. Data Sheets*, vol.127, pp. 191-255, 2015. <https://doi.org/10.1016/j.nds.2015.07.003>
2. V.G. Soloviev, P.Vogel, “Energies of the octupole collective states of even-even nuclei in the region $228 \leq A \leq 254$ ”, *Phys. Lett.*, vol. 6, pp. 126-128, 1963.
3. В.Г. Соловьев, П. Фогель, А.А. Корнейчук, “Исследование октупольных состояний чётно-чётных сильно деформированных ядер”, *Изв. АН СССР сер. физ.*, том 28, сс. 1599-1616, 1964.
4. A. Faessler, A. Plastino, “The surface delta interection in the transuranic nuclei”, *Z. f. Phys.*, vol. 203, pp. 333-345, 1967.
5. D. Ward, H.R. Andrews, G.C. Ball, et al, “Rotational bands in ^{238}U ”, *Nucl. Phys.*, **A 600**, pp. 88-110, 1996.
6. K. Abu Saleem, R. V. Janssens, M. P. Carpenter, et al, “Alignments in the odd-proton actinides ^{237}Np and ^{241}Am ”, *Phys. Rev.*, **C 70**, 024310, 2004.
7. S. Zhu, R.V. Janssens, G.J. Lane, et al, “Strength of octupole correlations in the actinides: contrasting behavior in the isotones ^{237}U and ^{239}Pu ”, *Phys. Lett.*, **B 618**, pp. 51-59, 2005.
8. M. Bender, P.H. Heenen and P. Bonche, “Microscopic study of ^{240}Pu : Mean field and beyond”, *Phys. Rev.*, **C 70** 054304, 2004.
9. B. Buck, A.C. Merchant and S.M. Perez, “Negative parity bands in ^{238}U ”, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, vol. 34, pp. 1985-1991, 2007. [10.1088/0954-3899/34/9/010](https://doi.org/10.1088/0954-3899/34/9/010)
10. F. T. Chukreev, V. E. Makarenko, M. J. Martin, “Nuclear Data Sheets for A=238”, *Nucl. Data Sheets*, vol. 97, pp. 135-178, 2002.
11. Р.Б. Бегжанов, В.М. Беленький, И.И. Залюбовский, “Справочник по ядерной физике” том 1,2. Ташкент: Фан, 1989
12. Е.В. Мардыбан, Т.М. Шнейдман, Е. А. Колганова, Р. В. Джолос, “Описание стабилизации октупольной деформации в полосах переменной чётности тяжёлых ядер”, *Ядерная физика*. том 8, № 1, сс 54-60, 2020.
13. П. Н. Усманов, А. И. Вдовин, А. Н. Нишонов, С. Б. Бокиев, “Энергия и структура октупольных состояний ^{238}U ”, *Uzbek Journal of Physics*. Vol. 24, No 2, pp. 99-95, 2022
14. И. Н. Михайлов, Р. Х. Сафаров, П. Н. Усманов, Ш. Бриансон, “Выстраивание углового момента в коллективных полосах отрицательной чётности в актинидах”, *Ядерная Физика*, том 38, вып., 2(8), сс. 297-307, 1983.
15. П.Н. Усманов, А.И. Вдовин, А.Н. Нишонов. “ Электрические свойств октупольных состояний ^{238}U ” Международная научно-практическая конференция «Интеграция науки, образования и производства залог прогресса и процветания», город Навои, Республика Узбекистан том I, ст. 332-335. 2022.
16. P.N. Usmanov, A.A. Solnyshkin, A.I. Vdovin, U.S. Salikhbaev, “Properties of octupole-vibrational bands in the ^{160}Dy nucleus”, *Phys. Atom. Nucl.* vol. 77, No.11, pp. 1343-1349, 2014. П.Н. Усманов, А.А. Солнышкин, А.И. Вдовин, У.С. Салихбаев, “Свойства октупольно-колебательных полос ядра ^{160}Dy ”, *Ядерная физика*, том 77, №. 11, сс. 1408-1414, 2014.
17. И. Н. Михайлов, Р. Х. Сафаров, П. Н. Усманов, Ш. Бриансон, “Выстраивание углового момента в коллективных полосах отрицательной чётности в актинидах”, *Ядерная Физика*, том 38, вып., 2(8), сс. 297-307, 1983

ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРНЫХ СВОЙСТВ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ КРИСТАЛЛОВ CdZnTe ПОСЛЕ ОБЛУЧЕНИЯ ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Б. Махсудов¹ и М. Яров^{1,*}

¹Таджикский национальный университет, пр. Рудаки 17, 734025, Душанбе, Таджикистан,

*E-mail: muh.yarov@mail.ru (автор).

Аннотация

Исследовано влияние малых потоков тепловых нейтронов на структурные характеристики полупроводниковых кристаллов теллурида кадмия цинка (CdZnTe). Результаты исследования показали, что тепловые нейтроны определённого потока отрицательно влияют на структурные параметры кристаллов, о чём свидетельствует рентгеновский анализ образцов.

Ключевые слова: тепловые нейтроны, полупроводниковые кристаллы, структура кристалла, теллурид кадмия цинка.

1. Введение

В последние годы для создания детекторов рентгеновского и гамма-излучения, фотопреобразующих панелей и других оптоэлектронных устройств теллурид кадмия-цинка показывает хорошие результаты, в силу своей дешевизны и способности работать при комнатной температуре. Для достижения более подходящих параметров предпринимаются разнообразные методы получения кристаллов, легирование химическими элементами, введение в состав чистого кристалла инородных примесей и др. Однако, обработка структуры кристаллов с помощью ядерного излучения является новым методом. При этом надо учитывать предел потока облучения, так как превышения потока облучения приводят к обратным последствиям.

Для модификации структуры кристаллов раньше были предложены облучать их с использованием потока быстрых заряженных частиц, от электронов до тяжелых ионов, рентгеновское и гамма-излучения и др. Например, в [1] сообщается о модификации структуры кристаллов CdZnTe ионами Yb³⁺ с энергией 5 МэВ. Результаты показали, что ионы Yb³⁺ при заданном энергии проникают в глубину 1 микрон и приводят к образованию высокопроводящего интерфейса с высоким током утечки. Рентгеновский анализ облученных образцов показал ухудшающегося влияние облучения на производительность устройств. Для предотвращения негативного воздействия радиоактивного излучения предлагается облучать кристаллов CdZnTe лазерным излучением [2]. При лазерного облучения образца на его поверхности образуется тонкий слой кадмия, который способствует улучшению радиационной стойкости материала.

Однако, в рамках наших исследований мы предприняли другой подход: мы предлагали модифицировать структуру кристаллов CdTe при облучении малыми потоками тепловых нейтронов и достигли хороших результатов [3]. В отличие от быстрых нейтронов и других видов излучения, тепловые нейтроны не вызывают значительных повреждений структуры кристалла. Теперь, для сравнения с предыдущими результатами мы облучали кристаллов CdZnTe тепловыми нейтронами.

2. Материалы и методы исследования

В качестве исследуемого материала были выбраны кристаллические полупроводники II-IV группы, а именно CdZnTe. Размеры образцов составляли 7x7x2 мм соответственно. Кристаллы изготавливались методом направленной кристаллизации.

После подборки полупроводниковые кристаллы подвергались облучению тепловыми нейтронами из Pu-Be-го источника. Энергия нейтронов данного источника варьируется в интервале от 0 до 10 МэВ, а для выделения тепловых нейтронов между источником и образцом помещался слой парафина. Значения потока тепловых нейтронов и метод измерения электрофизических параметров образцов приведены в [3].

Изучения структурных изменений проводился рентгеновским аппаратом ДРОН-3 в интервале углов от 10 до 60°.

3. Результаты и обсуждения

Рентгеновский анализ ранее изученных образцов CdTe показал, что структура кристаллов улучшается за счет упорядочения и переориентация ячеек кристаллической решетки, также появляются новые изотопы, которые в определенной степени совершенствуют межатомные связи.

Для теллурида кадмия цинка наши исследования дали обратных результатов. Под действием потока тепловых нейтронов структурные характеристики исследованных кристаллов изменяются в отрицательном направлении (Рисунок 1).

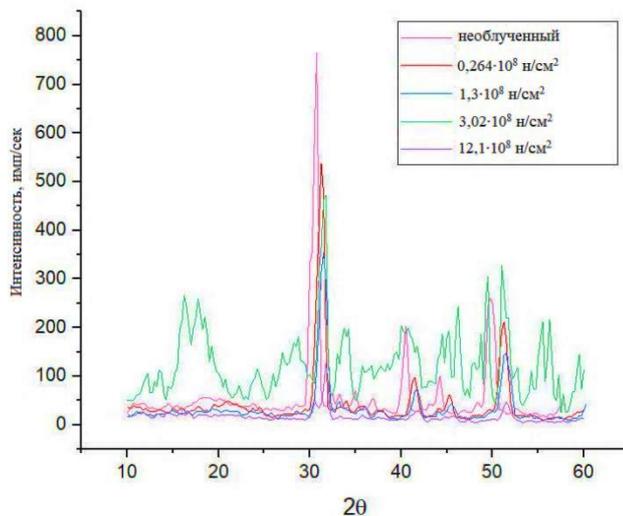


Рисунок 1. Результат рентгенодифракционного анализа CdZnTe.

Из рисунка видно, что интенсивность отраженного рентгеновского излучения после облучения тепловыми нейтронами падает. Это означает, что центры отражения в кристаллические решетки переориентируются или в структуре кристалла появляются первичные радиационные дефекты.

4. Выводы

Исследования в области изучения влияния малых потоков тепловых нейтронов на структурные параметры CdZnTe не дали ожидаемых результатов, как в случае с CdTe. Тепловые нейтроны способствовали появлению радиационных дефектов в структуре кристалла, которые в свою очередь приводили к снижению интенсивности отражения рентгеновского излучения.

Литература

- [1.] Babalola, S.; Bolotnikov, A.; Camarda, G.; and Muntele, C. Effects of Surface Irradiation on the Performance of CdZnTe-based Nuclear Detectors. Research Square. Pp. 1-14. (2022).
- [2.] Medvid, A.; Mychko, A.; Dauksta, E.; Naseka, Y.; Croccoc, E.; and Dieguezc, E. The effect of laser radiation on CdZnTe radiation hardness. 13th INTERNATIONAL WORKSHOP ON RADIATION IMAGING DETECTORS, ETH ZURICH, SWITZERLAND, 3–7 JULY 2011.
- [3.] Махсудов, Б.И.; Акобиров, А.Т.; Яров, М.Т.; Шаймов Э. Дж. Влияние облучения тепловыми нейтронами на электрофизические и структурные характеристики CdTe, легированного хлором. Вестник ТНУ. №1, С. 116-128. 2022.

МЮОНОГРАФИЯ ПРИРОДНЫХ И ПРОМЫШЛЕННЫХ ОБЪЕКТОВ

А. Б. Александров², М. М. Чернявский², Н. С. Коновалова², Н. М. Окальева²,
Н. Г. Полухина², Ж. Т. Садыков^{*1,2}, Т. В. Щедрина², Н. И. Старков², В. Е. Тюков²,
Е. Н. Старкова²

¹ Национальный исследовательский технологический университет «МИСИС», Москва, Россия

*E-mail: zhakansadykov@gmail.com (corresponding author)

² Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН (ФИАН), Москва, Россия

Abstract

Представлен один из современных подходов к решению исследовательских и практических задач путем изучения внутренней структуры крупных природных и промышленных объектов на основе мюонографии.

Key words: ядерные эмульсии, мюоны космических лучей, мюонография, автоматические сканирующие системы

1. Введение

Большое количество проблемных геологически активных зон на поверхности Земли, состояние которых представляет угрозу для расположенной в них инфраструктуры, требуют постоянного мониторинга. Для этой цели, а также для изучения объектов культурного наследия, в частности, при изучении их скрытых элементов или повреждений, может быть использован метод мюонографии [1]. Метод, который находится на стадии первоначального внедрения в России, позволяет решать эти проблемы доступным и безопасным неинвазивным способом и обеспечивает получение трехмерного изображения внутренней структуры исследуемых объектов без их повреждения или разрушения. Метод основан на анализе поглощения потока космических мюонов при их прохождении через вещество исследуемого объекта.

Мюоны образуются при распаде каонов и пионов, которые являются продуктами ядерных взаимодействий первичных космических лучей с ядрами атмосферы. Мюон - нестабильная частица, но из-за релятивистского эффекта замедления времени мюоны космического происхождения с энергиями до сотен ТэВ проходят значительные расстояния, прежде чем распадутся. В результате мюоны составляют основную составляющую космического излучения на уровне моря (до 80% наблюдаемых частиц). Интенсивность их вертикального потока на уровне моря довольно высока (около одной частицы на 1 см² в минуту при энергиях $E_{\mu} > 1$ ГэВ), а при угле падения от 60° до 80° к нормали интенсивность мюонной составляющей уменьшается всего в 4 раза, в то время как при тех же условиях, ядерная составляющая космического излучения уменьшается примерно в 1000 раз [2]. В результате заметная часть потока мюонов не только преодолевает атмосферу до уровня земли, но и проникает на глубину до 2 км скального грунта [3].

Мюоны обладают ненулевым зарядом и участвуют в электромагнитных взаимодействиях, теряя свою энергию в процессах ионизации атомов среды, тормозного излучения и образования электрон-позитронных пар. Как следствие, поток мюонов постепенно ослабевает с глубиной вещества, прохождение через вещество с большим зарядовым числом приводит к большему ослаблению, поскольку путь заряженной частицы обратно пропорционален плотности среды. Эти свойства мюонов делают их уникальным средством для зондирования крупных природных и искусственных объектов на поверхности Земли и под ней. Мюонография основана на различии в затухании потока мюонов при прохождении через области с различной плотностью вещества. По различиям в степени ослабления мюонного потока можно судить о неоднородностях внутри объекта в этом направлении (полости, конгломераты и т.д.).

2. Мюонография на основе детекторов, состоящих из ядерных эмульсий

Мюонография применяется как многообещающее дополнение к геофизическим методам, инструмент анализа сейсмических и карстовых процессов [4], разведки полезных ископаемых [5], радиационного мониторинга атомных электростанций и для неинвазивного тестирования

промышленных объектов (доменных печей, опор мостов и т.д.). Метод позволяет исследовать естественные подземные пещеры и крупные полости искусственного происхождения [6].

В экспериментах по мюнографии широко используется электронное оборудование на сцинтилляторах. Однако наивысшее разрешение (способность разглядеть объект размером около 15 м на расстоянии 1 км) могут обеспечить трековые детекторы, собранные из двусторонних слоев ядерной эмульсии. Ядерная эмульсия — это фотоматериал высокой чувствительности, способный регистрировать релятивистские заряженные частицы в режиме накопления. Преимуществами эмульсионных детекторов, помимо высокого разрешения, являются возможность экспонирования без личного присутствия экспериментатора и работа в сложных условиях, вплоть до экстремальных, небольшие (по сравнению с электронными установками) габариты и простота конструкции, независимость от источников энергии и т.д. Наиболее информативный подход предполагает использование двух и более детекторов, регистрирующих угловые распределения мюонов в определенном направлении из нескольких точек наблюдения. Такой подход позволяет реконструировать трехмерную картину исследуемой аномалии.

Преимущества эмульсионных детекторов очевидны при изучении труднодоступных объектов или объектов, опасных для восприятия человеком. Перспективность ядерных эмульсий в исследованиях такого рода была продемонстрирована в экспериментах по мониторингу состояния ядерных реакторов после Великого восточно-японского землетрясения и цунами в 2011 году. Мюнография была предложена для определения наличия ядерного топлива в поврежденном блоке реактора АЭС "Фукусима-Дайити". Основываясь на данных детекторов эмульсии, сравнение ее внутренней плотности с плотностью в неповрежденном блоке показало отсутствие 70% ядерного топлива в поврежденном реакторном блоке. Этот результат был также подтвержден данными сцинтилляционных детекторов.

Детекторы ядерной эмульсии были успешно использованы в эксперименте по зондированию вулкана Стромболи (Италия) [7]. Мюоны регистрировались в течение пяти месяцев с помощью детектора площадью 0,96 м². Полученный результат позволил выявить значительную зону низкой плотности на вершине вулкана с контрастом плотности 30–40% по отношению к коренной породе.

3. Результаты мюнографических экспериментов двух объектов культурного наследия

Авторами была успешно выполнена серия мюнографических работ в России по исследованию промышленных объектов (шахта Геофизической службы РАН, ректификационная колонна на предприятии ГАЗПРОМНЕФТИ, и др.) и объектов культурного наследия [8]. Во всех экспериментах были использованы эмульсионные детекторы - автономные, модульные, легко транспортируемые устройства, которые не требуют присутствия оператора или использования источников питания, могут экспонироваться в течение длительного времени и обеспечивают, благодаря высокому пространственному разрешению, детальное изображение специфических особенностей исследуемого объекта. Важно, что эмульсионные детекторы сами по себе не загрязняют окружающую среду, поскольку они используют естественный фон космического излучения. Чтобы получить распределение плотности вещества, детектор располагается под исследуемым объектом или сбоку от него. В статье представлены результаты двух последних успешных мюнографических работ на объектах культурного наследия.

1.1 Мюнография Свято-Троицкого Данилова монастыря

Эксперимент в Даниловом монастыре был реализован несколькими российскими институтами (Национальный исследовательский технологический университет «МИСиС», Национальный исследовательский ядерный университет МИФИ, Физический институт имени П.Н.Лебедева РАН, ООО "АВК Славич"). Целью исследования было изучение скрытой структуры зданий и территории Свято-Троицкого Данилова монастыря, основанного в Переславле-Залесском в 1508 году. За несколько столетий своего существования монастырский комплекс неоднократно реконструировался, в то время как документация, включая поэтажные планы зданий, была безвозвратно утрачена. Мюнографическое обследование монастырских зданий и территории монастыря с использованием мюонов было предназначено для обнаружения возможных скрытых неоднородных зон. Учитывая, что возможности для раскопок в монастыре, который является объектом федерального значения, очень ограничены, применение неинвазивного метода мюнографии является единственно возможным.

В ходе этого эксперимента были изучены здания церкви Похвалы Божией Матери и церкви Всех Святых, территория между ними (рис. 1).



Рисунок 1. Территория Свято-Троицкого Данилова монастыря.

а) Цифры на красном фоне указывают места исследования: (1) замурованные подвалы здания церкви Похвалы Божией Матери и прилегающая территория; (2) возможные остатки древнего фундамента здания церкви Всех Святых; (3) территория между церквями; (4) Троицкий собор.

б) Несколько обнаруженных объектов на территории монастыря: (1,3,4) - подземные полости – крипты, (2) келья между подвалом и первым этажом церкви, (5) подклеть (в замурованном подвале), (6) замурованный воздуховод (в подвале).

В общей сложности в этой экспозиции были использованы 21 эмульсионный детектор: десять на первом этапе эксперимента (с ноября 2020 года по февраль 2021 года) и 11 на втором этапе (три детектора использовались с декабря 2020 года по апрель 2021 года и восемь детекторов эксплуатировались с июня по сентябрь 2021 года).

После окончания экспозиции в монастыре проявленные фотоэмульсии были отсканированы с помощью высокотехнологичных автоматизированных микроскопов измерительного комплекса PAVICOM [9]. Координаты начала и конца каждого обнаруженного мюонного трека были записаны в режиме онлайн. Последующая обработка была проведена для треков мюонов в диапазоне углов наклона $\pm 45^\circ$ по отношению к нормали к плоскости детектора.

Полученные данные были обработаны с использованием программного пакета FEDRA (Framework for Emulsion Data Reconstruction and Analysis) [10], который позволяет реконструировать пространственное распределение потоков мюонов. Реконструкция треков с помощью программного обеспечения FEDRA включает в себя несколько операций (рис. 15): записываются координаты обнаруженных микротреков MT1 и MT2 (Micro Track- это фрагмент трека, обнаруженный в одном слое эмульсии); базовый треки VT реконструируется на основе двух MTs (Base Track- это фрагменты трека, которые проходят через оба слоя эмульсии одной и той же пластины); и, наконец, трек мюона VT реконструируется в объеме детектора (Volume Track) на основе VTs. Программный алгоритм реконструкции трека связывает MTs с VT, выравнивает координаты эмульсионных пластин с помощью VT, идентифицирует VT и “сглаживает” его с помощью фильтра Калмана. Более подробную информацию о работе программы можно найти в [9].

В замурованных подвалах церкви Похвалы Божией Матери были обнаружены (рис.1б) две пустые комнаты и участки значительно большей плотности (стены и перегородки) по направлению к главному входу в монастырь. Неизвестный воздуховод был обнаружен на уровне первого этажа церкви Похвалы Божией Матери. На территории монастыря между зданиями церкви Похвалы Божией Матери и церковью Всех Святых были обнаружены пустоты, происхождение и назначение которых могут представлять значительный интерес для дальнейших археологических исследований (древние склепы? воздуховоды?).

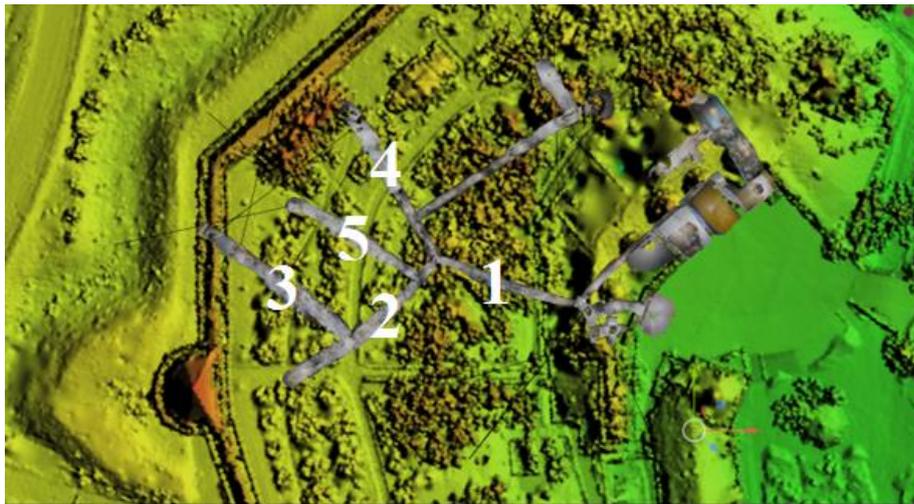
3.2 Мюонография пещер храма Свято-Успенского Псково-Печерского монастыря

В настоящее время методом мюонографии выполнено исследование двух объектов пещерного храма Свято-Успенского Псково-Печерского монастыря (рисунок 2а). Монастырь, основанный в 1473 г., расположен в г. Печоры Псковской области в естественном углублении на холме из песчаника. Под

холмом расположена система пещер предположительно природного происхождения («Богом зданные пещеры», рисунок 2б). Самым древним храмом монастыря является Успенская пещерная церковь, на фасаде которой слева расположен вход в подземные пещерные галереи. Используемые со времён основания монастыря как подземный некрополь, семь пещерных галерей имеют общую протяжённость более 200 м и находятся на глубине от 3 до 15 м.



а)



б)

Рисунок 2. а) Общий вид Свято-Успенского Псково-Печерского монастыря, стрелкой показан вход в пещерный храм; б) расположение известных подземных галерей на плане монастыря. Цифрами обозначены «улицы» пещерного храма: 1- Главная; 2 – Старцев; 3 -Храмовая; 4 – Братская; 5- Троицкая. Изображения получены с помощью современных геодезических методов.

Для привязки пространственного положения установленных детекторов к единой системе координат была проведена геодезическая и лидарная съемка, что позволило определить положение детекторов с сантиметровой точностью, необходимой для интерпретации полученных данных. [11].

Время экспозиции основных детекторов было установлено на основе данных контрольных слоёв ядерной эмульсии, помещённых на некоторых детекторах. На основе анализа контрольных данных было установлено, что за время облучения от 3,5 до 4 месяцев ядерные эмульсии смогут набрать необходимую для анализа статистику по потокам мюонов. Через 112 дней с даты установки все детекторы были демонтированы, разобраны, эмульсионные пластины проявлены. Проявленные эмульсионные пластины сканировались на ПАВИКОМ, треки фиксировались в диапазоне углов $\pm 45^\circ$.

Выполненные исследования двух объектов пещерного храма в Свято-Успенском Псково-Печерском монастыре (склепа за стеной на входе в храм и пространства за тупиком Троицкой улицы) выявили неизвестные ранее полости значительных размеров. Оценка размеров склепа на входе в храм ~2.5x2.5 метра, продолжающийся из склепа новый, неизвестный ранее, подземный коридор имеет ширину от 1 до 3 метров, длину ~12 метров и высоту ~2-3метра. В подземном пространстве между Братской и Троицкой улицей выявлена полость. Высота этой полости порядка 2 метров, а геометрические размеры в плоскости около 3*6 метров. Полученные результаты свидетельствуют также о том, что подземная Троицкая улица продолжается дальше за тупиком с алтарем.

4. Выводы

Разработанные авторами методологические подходы, инженерные решения, основанные на использовании эмульсионных детекторов слежения, и экспериментальные результаты имеют огромное значение для дальнейшего внедрения эффективного, экономичного и экологически безопасного метода мюнографии в археологии, геологии, атомной энергетике, вулканологии, неразрушающем контроле и т.д. Метод представляет значительный интерес для обследования и сохранения объектов культурного наследия, для разработки систем мониторинга опасных объектов с целью предотвращения возможных природных и техногенных аварий, представляющих угрозу для населения, инфраструктуры и окружающей среды.

Списки использованных источников

- [1.] K. N. Borozdin, G. E. Hogan, C. Morris, W. C. Priedhorsky, A. Saunders, L. J. Schultz, and M. E. Teasdale, Radiographic imaging with cosmic-ray muons, *Nature (London, U.K.)* **422**, 277 (2003).
- [2.] A. B. Aleksandrov, M. S. Vladymyrov, V. I. Galkin, L. A. Goncharova, V. M. Grachev, S. G. Vasina, N. S. Konovalova, A. A. Malovichko, A. K. Managadze, N. M. Okat'eva, N. G. Polukhina, T. M. Roganova, N. I. Starkov, V. E. Tioukov, M. M. Chernyavsky, and T. V. Shchedrina, Muon radiography method for fundamental and applied research, *Phys. Usp.* **60**, 1277 (2017).
- [3.] M. Aglietta, E. D. Alyea, P. Antonioli, G. Badino, G. Bari, M. Basile, V. S. Berezinsky, F. Bersani, M. Bertaina, R. Bertoni, G. Bruni, G. Cara Romeo, C. Castagnoli, A. Castellina, A. Chiavassa, J. A. Chinellato, et al. (LVD Collab.), Study of single muons with the Large Volume Detector at the Gran Sasso Laboratory, *Phys. At. Nucl.* **66**, 123 (2003).
- [4.] H. Tanaka, H. Miyajima, T. Kusagaya, A. Taketa, T. Uchida, and M. Tanaka, Cosmic muon imaging of hidden seismic fault zones: Rainwater permeation into the mechanical fractured zones in Itoigawa–Shizuoka Tectonic Line, Japan, *Earth Planet. Sci. Lett.* **306**, 156 (2011).
- [5.] Z.-X. Zhang, T. Enqvist, M. Holma, and P. Kuusiniemi, Muography and Its Potential Applications to Mining and Rock Engineering, *Rock Mech. Rock Eng.* **53**, 4893 (2020).
- [6.] L. Cimmino, G. Baccani, P. Noli, L. Amato, F. Ambrosino, L. Bonechi, M. Bonghi, V. Ciulli, R. D'Alessandro, M. D'Errico, S. Gonzi, B. Melon, G. Minin, G. Saracino, L. Scognamiglio, P. Strolin, and L. Viliani, 3D Muography for the Search of Hidden Cavities, *Sci. Rep.* **9**, 2974 (2019).
- [7.] V. Tioukov, A. Alexandrov, C. Bozza, L. Consiglio, N. D'Ambrosio, G. de Lellis, Ch. de Sio, F. Giudicepietro, G. Macedonio, S. Miyamoto, R. Nishiyama, M. Orazi, R. Peluso, A. Sheshukov, Ch. Sirignano, S. M. Stellacci, et al., *Sci. Rep.* **9**, 6695 (2019).
- [8.] Применение метода мюонной радиографии для исследования структуры массивных объектов, *Известия РАН. Серия физическая*, 2017, т. 81, № 4, с. 541–543, 10.3103/S1062873817040049; Метод мюонной радиографии для фундаментальных и прикладных исследований, *УФН*, 2017, т.187, № 12, с. 1375-1392 DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.07.038188>
- [9.] A. Alexandrov, N. Konovalova, N. Okateva, N. Polukhina, N. Starkov, and T. Shchedrina, "Upgrade and new applications of the automated high-tech scanning facility PAVICOM for data processing of track detectors," *Measurement* **187**, 110244 (2022).
- [10.] V. Tioukov, I. Kreslo, Y. Petukhov, and G. Sirri, "The FEDRA - framework for emulsion data reconstruction and analysis in the OPERA experiment," *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* **559**, 103–105 (2006).
- [11.] I. A. Melnichenko, Geoinformation modeling of the structure of soil surfaces obtained as a result of non-invasive research methods based on muography, Report at the XIX International forum-competition of students and young scientists "Actual problems of subsoil use", St. Petersburg, May 22-26, 2023

ВЛИЯНИЕ МАЛЫХ ПОТОКОВ ТЕПЛОВЫХ НЕЙТРОНОВ НА ЦЕЛЬНУЮ КРОВЬ ЧЕЛОВЕКА МЕТОДОМ ИНФРАКРАСНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Барот Махсудов¹ и Матробиён М.Х.^{1,*}

Таджикский национальный университет, пр. Рудаки 17, 734025, Душанбе, Таджикистан,
* E-mail: matrov.mehrob@gmail.com (автор).

Аннотация

В данной работе, методом ИК-спектроскопии, проводилась исследование молекулярной структуры цельную кровь человека при влиянии малых потоков тепловых нейтронов. Из сравнения спектральных характеристики облученного образцами с необлученными образцами было установлено, что изменения интенсивность и смещение полос поглощения инфракрасных спектров цельной крови наблюдаются в некоторых диапазон длина волн и зависят от определенного значения малого потока тепловых нейтронов.

Ключевые слова: тепловые нейтроны, цельная кровь, реакция радиационного захвата, эффект «малых доз», характеристика интенсивности, инфракрасная спектроскопия, макромолекул.

1. Введение

Научный интерес к нейтронам и протонам, двум фундаментальным частицам атомного ядра, возрос в последние годы по мере развития технологий мирного использования атомной энергии. Такой интерес возрос еще и потому, что в космическом пространстве встречаются как нейтроны, так и протоны. Однако лишь недавно стало возможным тщательное изучение биологических эффектов нейтронов и протонов в результате прогресса в физических измерениях дозы радиации, поглощенной биологическими объектами.

Нейтроны могут взаимодействовать с атомными ядрами посредством упругого рассеяния, неупругого рассеяния и захвата нейтронов (теплого). Известно, что сечение захвата тепловых нейтронов ядрами атомов намного выше, чем нейтронов больших энергии. Поэтому, вероятность нейтронно-стимулированных структурных превращений в биологических объектах зависит от сечения захвата нейтронов различными ядрами атомов данного вещества. С этой точки зрения, излучение влияния тепловых нейтронов на свойства биологических объектах является интересной научной задачей.

Одним из эффективных способов изучения физико-химических свойств биологическими объектах является инфракрасная спектроскопия (ИК). ИК спектроскопия позволяет выявить тончайшие изменения в составе и свойствах изучаемых объектов и является одним из самых распространенных методов, которая основана на регистрации частот поглощения квантов света ИК-диапазона определенными структурными группами и связями веществ.

2. Материалы и методы исследования

В рамках данной работы в качестве биологического объекта была выбрана цельная кровь. Кровь из одной партии разбивалось на семь частей и облучались тепловыми нейтронами от Pu-Be- источника при различных потоках малых потоков тепловых нейтронов. Затем цельную крови высушивали при температуре 60 °С. Измерения спектров проводились на инфракрасном спектрофотометре IRAffinity-1 с преобразованием Фурье в диапазоне частот 4000–400 см⁻¹.

3. Результаты и обсуждения

Для экспериментального изучения процесса влияния малых потоков тепловых нейтронов на спектральных характеристики цельной крови использовалось метод ИК спектроскопии. Сначала проводили анализ спектральных характеристик инфракрасного спектра необлученных образцов, а затем повторяли такие работы для облученных образцами.

После облучения малого потока тепловых нейтронов в диапазоне 3600-3007 см⁻¹ наблюдается широкая полоса поглощения, которая связана с валентными колебаниями ОН и NH. Интенсивные полосы поглощения 2960 см⁻¹, 2936 см⁻¹, 2870 см⁻¹, 2860 см⁻¹ и 2850 см⁻¹ обусловлены валентными колебаниями С-Н-связи метиленовых групп. Полоса на частоте 1652 см⁻¹, 1541 см⁻¹ является результатом валентных колебаний – С=С, С=О связи, а полоса 1456 см⁻¹, по-видимому, представляет деформационные колебания связи NH. Обнаружены полосы малой интенсивности на частотах 1240 см⁻¹, 1165 см⁻¹, 1085 см⁻¹, 624 см⁻¹, которые принадлежат валентным колебания группы С-О-С и деформационным колебания CN. Из этих результатов следует, что основные изменения в ИК - спектрах происходят для полос, связанных колебаниями С=N-групп и валентными колебаниями С=О групп.

Видимо, это связано с протеканием ядерной реакции радиационного захвата тепловых нейтронов. Превращение ядра N14 на ядро C14 приводит к ухудшению свойств обмена веществ в биологических средах. Вероятность протекания ядерной реакции $^{14}\text{N}(n, \gamma)^{15}\text{N}$ по сравнению с реакцией $^{14}\text{N}(n, \text{C}14)\text{p}$, при малых потоках тепловых нейтронов, будет меньше. С увеличением потока тепловых нейтронов роль реакции $^{14}\text{N}(n, \text{C}14)\text{p}$ возрастает. При увеличении величины потока получим обратный эффект.

4. Выводы

Сравнения спектральных характеристики облученного образцами с необлученными образцами было установлено, что изменения интенсивность и смещение полос поглощения инфракрасных спектров цельной крови наблюдаются в некоторых диапазон длина волн и зависят от определенного значения малого потока тепловых нейтронов. Изменения характеристик интенсивности и смещение инфракрасного спектра облученных образцов при взаимодействия с малым потоком тепловых нейтронов связаны с реакцией радиационного захвата.

Литература

- [1.] Verbalovich V.P. Infrared spectroscopy of biological membranes / V.P. Verbalovich. - Kazakh SSR Alma-Ata: Science, 1977. -127 p.
- [2.] Kostina Yu.V. Parameters of the infrared spectrum of blood serum lipids in the differential diagnosis of benign pathology of the uterine body / Yu.V. Kostina, G.M. Raskuratov, N.D. Zubarev // Siberian medical journal. - 2009. - No. 2. - S. 31-32.
- [3.] Махсудов Б.И. Влияние гамма-облучения на излучательные характеристики лазерных гетероструктур / Квантовая электроника. – 2012. Т.42. №8. – С.745 – 746.
- [4.] Б.И.Махсудов, К.Х.Салимов, Н.Зайдулло. Влияние малых потоков тепловых нейтронов на скорость роста бактерий *RHIZOBIUM IS TAAS-80TJ* // ДАН РТ, 2020, т. 63, №11-12, с. 723-727.
- [5.] Ходжаев Т.А., Муллоев Н.У., Махсудов Б.И.. Изучение механизма влияния тепловых нейтронов на процесс прорастания и всхожесть семян кукурузы методом ИК спектроскопии. - Вестник Таджикского национального университета.- Душанбе: Сино,2015. -№–1/5(188) - С. 113-117.
- [6.]. Вербалович В.П. Инфракрасная спектроскопия биологических мембран / В.П. Вербалович. - Казахская ССР Алма-Ата: Наука, 1977. -127 с.
- [7.] Костина Ю.В. Показатели инфракрасного спектра липидов сыворотки крови в дифференциальной диагностике доброкачественной патологии тела матки / Ю.В. Костина, Г.М. Раскوراتов, Н.Д. Зубарева // Сибирский медицинский журнал. – 2009. -№ 2. - С. 31- 32.
- [8.] Муллоев Н.У., Файзуллоев А.Х., Махсудов Б.И., Одинаев О.М., Самадов А., Файзуллоев Н.А. ИК – спектроскопическое изучение сыворотки крови при трансплантации органов человека. Наука и инновация (научный журнал) ТНУ. №5. 2015.

ВЫСОКОСПИНОВЫЕ И РАСТ СОСТОЯНИЯ ИЗОТОПОВ $^{248,250}\text{Fm}$

П. Н. Усманов¹, И.Н.Изосимов², С.Б.Бокиев¹.

¹Наманганский инженерно-технологический институт, 160115 Наманган, Узбекистан

²Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия

*E-mail: usmanov1956.56@mail.ru

Аннотация

Экспериментальные значения энергии состояний ираст-полос для изотопов $^{248,250}\text{Fm}$ известны вплоть до спина 18^+ и 22^+ , соответственно. В данной работе энергии ираст-полос были вычислены, используя двухпараметрическую формулу Харриса. Вычисленные значения энергии сравниваются с экспериментальными и вычисленными в рамках феноменологии МВБ1.

Ключевые слова: энергия, ядро, спин, ираст-полос.

В области ядер $A < 180$ β -распад высокоспиновых изомеров достаточно неплохо изучен [1,2], чего нельзя сказать относительно ядер с $A > 220$. Поскольку при β -распаде спин ядра меняется незначительно, то высокоспиновые изомерные состояния заселяются в дочернем четно-четном ядре после соответствующего β -распада высокоспиновых изомеров в нечетно-нечетных ядрах [1-5]. Затем после одного или двух γ -переходов из этого изомера соответствующие состояния ираст-полосы заселяются в дочернем четно-четном ядре.

Спектроскопия на пучках тяжелых ионов позволила идентифицировать длинные ротационные полосы для области трансурановых ядер. Анализ динамических моментов инерции от частоты, проведенный для ряда таких ядер, показывает, что вплоть до предельно измеренных спинов не наблюдается обратного загиба [1]. Отсутствие бэкбендинга означает, что не происходит пересечения основной полосы коллективных состояний с состояниями, содержащими высокоспиновые квазичастичные пары.

Для ряда изотопов Pu, Cm, Fm, No известны экспериментальные значения энергии состояний ираст-полос вплоть до спина 32^+ , как в случае с ^{248}Cm . Уникальным является то, что все состояния очень длинных полос в рассмотренных ядрах остаются чисто коллективными. Коллективность полос проявляется в том, что энергии полос воспроизводятся с высокой степенью точности в рамках феноменологии МВБ1 [6]. Энергии уровней ираст-полосы часто известны из экспериментов, а в четно-четных ядрах были рассчитаны А.Д.Ефимовым и И.Н.Изосимовым с использованием модели взаимодействующих бозонов [3,4]. Параметров использованной модели уменьшается при соблюдении такого условия, что глубина энергии деформации, полученная на основе реалистических взаимодействий, должна равняться глубине энергии деформации по внутреннему состоянию, вычисленной с найденными параметрами гамильтониана МВБ1.

В данной работе проведены расчеты энергии ираст-полосы изотопов $^{248,250}\text{Fm}$ используя двухпараметрическую формулу Харриса [7]:

$$\sqrt{I(I+1)} = \mathfrak{I}_0 \omega_{rot}^2(I) + \mathfrak{I}_1 \omega_{rot}^3(I) \quad (1)$$

$$E_{rot}(I) = \frac{1}{2} \mathfrak{I}_0 \omega_{rot}^2(I) + \frac{3}{4} \mathfrak{I}_1 \omega_{rot}^4(I)$$

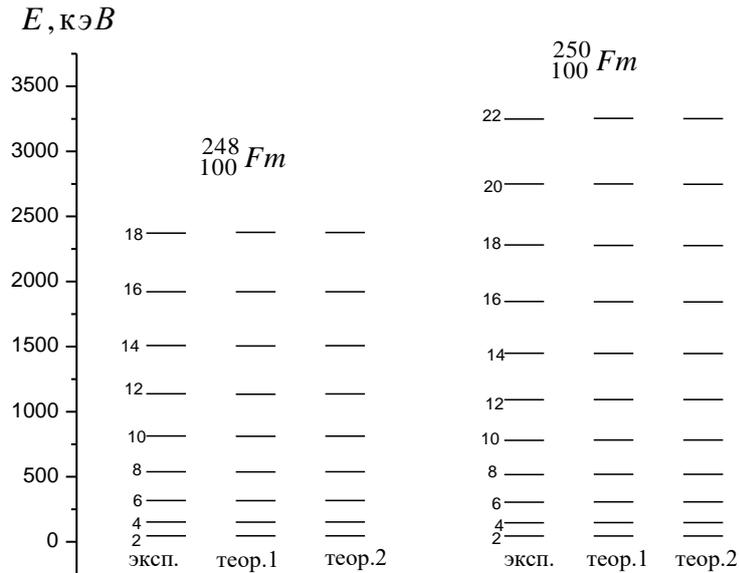
где $\omega_{rot}(I)$ -угловая частота вращающегося остова; \mathfrak{I}_0 и \mathfrak{I}_1 -инерционные параметры остова.

Этот метод нами был использован в работах [8-11] для определения инерционных параметров остова \mathfrak{I}_0 и \mathfrak{I}_1 четно-четных деформированных ядер, используя экспериментальные энергии основной полосы до $I \leq 8\hbar$. Здесь параметры \mathfrak{I}_0 и \mathfrak{I}_1 определялись по формуле Харриса (1), используя экспериментальные энергии ираст-полосы, по методу наименьших квадратов из условия наилучшего согласия вычисленных значений энергии с экспериментом.

В таблице приведены значения инерционных параметров \mathfrak{I}_0 и \mathfrak{I}_1 , полученные при расчетах энергии ираст состояний.

A	\mathfrak{S}_0 \hbar^2/MeV	\mathfrak{S}_1 \hbar^4/MeV^3
248	65.11	225.60
250	67.25	283.88

На рисунке приведено сравнение вычисленных значений энергии (теор.2) с экспериментом и также вычисленными в рамках МВБ (теор.1) [4] . Как видно расчетные данные хорошо согласуются с экспериментом.



Литература

1. Kondev F. G., Dracoulis G.D., Kibedi T. // At. Data Nucl. Data Tables. 2015. V. 103-104. P. 50; V. 105-106. P. 105.
2. National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory; <http://www.nndc.bnl.gov>.
3. Ефимов А.Д., Изосимов И.Н. // Ядерная физика, 2021, Т. 84(4), с. 298-307.
4. Ефимов А.Д., Изосимов И.Н. // Ядерная физика, 2021, Т. 84 (5), с. 421-435.
5. Izosimov I. N., Kalinnikov V.G., Solnyshkin A.A. // Phys. Part. Nucl. 2011, V. 42. P. 963; doi:10.1134/S1063779611060049.
6. Ефимов А.Д., Изосимов И.Н. // Письма в ЭЧАЯ. 2021. Т. 18(6) (238),с. 551–559.
7. Harries S.M. // Phys. Rev.1965, 138, 509-513.
8. Okhunov A.A., Kassim H.A., Usmanov P.N. // Sains Malaysiana, 2011,V. 40(1)p.1-3.
9. Usmanov P.N., Salikhbaev U.S., Goibova N.Z // Uzbek Journal of Physics, 2007, V. 9(4), p.217-222.
10. Usmanov P.N., Adam I., Salikhbaev U.S., Solnyshkin A.A. // Phys. Atom. Nucl. 2010, V. 73, 1990.
11. Usmanov P.N., Vdovin A.I., Yusupov E.K. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys., 2021, V.85 (10), p.1102.

IMPLEMENTATION STM32 MICROCONTROLLER BASED MULTICHANNEL ANALYZER FOR ΔE -E ALPHA PARTICLE IDENTIFICATION

Temirzhanov Alisher^{1,2*}, Sadykov Bakhtiar^{1,2}, Kerimkulov Zhambul¹, Zholdybayev Timur¹,
Ussabayeva Gulnaz^{1,3}.

¹Institute of nuclear physics, Ibragimov str. 1, 050032 Almaty, Kazakhstan, *E-mail: a.temirjanov@inp.kz (corresponding author)

²Institute of Automation and Information Technologies, Satbayev University, Almaty, Kazakhstan

³Asfendiyarov Kazakh National Medical University, Almaty, Kazakhstan

Abstract

A peak detector-based multichannel analyzer (MCA) is a commonly used instrument in nuclear physics and radiation detection applications. It is designed to measure the energy of particles or radiation emitted from a sample or produced in a particle interaction. In the context of registering proton-induced reactions using the Energy-Energy (ΔE -E) method, a peak detector-based MCA can be employed to analyze and record the energy spectra of the reaction products. The ΔE -E method aims to measure the energy of the reaction products in two independent detectors simultaneously [1]. The advantage of using STM32 microcontrollers is their fast analog-to-digital converters (ADCs) and memory buffer. Each pulse is converted into a digital signal by the ADC, and the resulting digital value represents the energy of the reaction product. The digital values are then stored in the memory buffer[2][3][4].

In this work, we used the stm32f407 discovery board which has 192 Kbytes SRAM and ADC with the speed of 2.5 million samples per second to acquire spectra from the alpha source of radium 226. STM32 EXTL trigger pins are allowed to use an external trigger signal from the coincidence scheme which triggers ADC and signals from detectors can be acquired and written in DMA. For signal peak detection two method are used: digital peak detection method and analog precision peak detector circuit are used. Acquired data then send via USB to PC in the form of txt file. Values of charge from txt file then analyzed to draw scatter plot as in ΔE -E method scatter plots and histograms of spectra.

This study was funded by the Ministry of Energy of the Republic of Kazakhstan (BR09158499)

Key words: Multichannel Analyzer, STM32 microcontroller, alpha particle identification.

References

- [1.] Pasquali, G. & Pastore, Giuseppe & others (2014). Energy measurement and fragment identification using digital signals from partially depleted Si detectors. The European Physical Journal A. 50. 10.1140/epja/i2014-14086-9.
- [2.] R. S. Lo Moriello, A. Tocchi, A. Liccardo, F. Bonavolontà and G. de Alteriis, "Exploiting IoT-Oriented Technologies for Measurement Networks of Environmental Radiation," in *IEEE Instrumentation & Measurement Magazine*, vol. 23, no. 9, pp. 36-42, December 2020, doi: 10.1109/MIM.2020.9289067.
- [3] A. Jain, A. M. Veggetti, D. Crippa, A. Benfante, S. Gerardin and M. Bagatin, "Radiation Tolerant Multi-Bit Flip-Flop System With Embedded Timing Pre-Error Sensing," in *IEEE Journal of Solid-State Circuits*, vol. 57, no. 9, pp. 2878-2890, Sept. 2022, doi: 10.1109/JSSC.2022.3149928.
- [4] A. Caracciolo *et al.*, "BeNEdiCTE (Boron Neutron Capture): A Versatile Gamma-Ray Detection Module for Boron Neutron Capture Therapy," in *IEEE Transactions on Radiation and Plasma Medical Sciences*, vol. 6, no. 8, pp. 886-892, Nov. 2022, doi: 10.1109/TRPMS.2022.3154232.

EXPERIMENTAL DATA FOR ADS OBTAINED AT THE INSTITUTE OF NUCLEAR PHYSICS (KAZAKHSTAN)

Zholdybayev Timur^{1*}, Sadykov Bakhtiar^{1,2}, Ussabayeva Gulnaz^{1,3}, Duisebayev Bek¹, Mukan Zhuldyz¹, Alieva Gulzhayna¹, Temirzhanov Alisher^{1,2}

¹Institute of Nuclear Physics, Ibragimov str. 1, 050032 Almaty, Kazakhstan, *E-mail: zholdybayev@inp.kz (corresponding author)

²Institute of Automation and Information Technologies, Satbayev University, Almaty, Kazakhstan

³al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

Abstract

In recent years, when discussing the future of global energy, an important point has been the problem of efficient disposal of spent nuclear fuel. As an alternative and promising way to solve this problem, the leading world powers have begun to seriously consider the use of electronuclear systems (Accelerator Driven Systems - ADS in international terminology). The ADS implements a harder neutron spectrum than the fission one, which "burns" natural uranium and thorium to produce energy, and also transmutes the spent fuel of classical nuclear power plants.

The technical implementation of such a nuclear power system is associated with the need to obtain a large amount of accurate nuclear data. According to the physical scenario of ADS operation, high-energy protons, when interacting with the nuclei of structural elements and reactor fuel, as a result of spalling reactions, generate a spectrum of secondary particles (neutrons, protons, deuterons, helium nuclides ³He, ⁴He, etc.) which, in turn, are capable of lead to the formation of tertiary particles through direct and non-equilibrium (pre-equilibrium) reactions, etc.

The results presented in this paper are a continuation of studies on the determination of doubly differential and integral cross sections for reactions initiated by hydrogen and helium nuclides with the formation of secondary light-charged particles on a number of structural elements of nuclear power systems being designed. Experimental data were obtained on the extracted beams of the U-150M isochronous cyclotron at the Institute of Nuclear Physics. The cross-sections were measured with a standard two-detector system based on the ΔE -E method of charged particle identification. The systematic errors in the cross sections are due to errors in determining the target thickness, calibrating the current integrator, and the solid angle of the spectrometer, and did not exceed 10%. An analysis of the data within the framework of the exciton model of preequilibrium decay is presented.

The work was carried out within the framework of program-targeted funding of scientific, scientific, and technical programs of the Ministry of Education and Science of the Republic of Kazakhstan, grant BR10965174

Key words: ADS, cyclotron, inclusive cross section, EXFOR

METHOD OF CORRELATION CURVES FOR THE ANALYSIS OF INTERACTIONS OF RELATIVISTIC NUCLEI

Igor Lebedev

Institute of Physics and Technology, Satbayev University, Almaty, Kazakhstan

Abstract

According to theoretical predictions, the mixed phase of "excited hadronic matter", including both free quarks and gluons, and protons with neutrons, should be formed in the energy range from 4 to 11 GeV per nucleon. Experiments performed with colliding beams have significant dead zones in which secondary particles and fragments of interacting nuclei are not detected. In this regard, there is not enough information about the initial state of the interaction. In this work, studies of the interaction of relativistic nuclei were carried out using a photoemulsion technique. This method (irradiation of a fixed target in a track detector) makes it possible to obtain the parameters of secondary particles and fragments of interacting nuclei in the entire spatial range. The analysis was carried out using experimental data obtained at the BNL synchrotron. NIKFI BR-2 emulsion plates, including light (HCNO) and heavy (AgBr) nuclei, were irradiated with a Au-197 beam with an energy of 10.6 AGeV. In this work, we have jointly studied multi-particle pseudorapidity correlations of secondary particles and fluctuations in the distributions of fragments of interacting nuclei based on event-by-event analysis to search for non-statistical clusters of secondary particles and taking into account the geometry of a nucleus-nucleus collision. To study correlations, we applied the method of correlation curves of Hurst. All events were divided into four types: uncorrelated, with jet-type correlations, with cluster-type correlations, and with mixed-type correlations. Events of different types differ significantly in the fragmentation of the projectile nucleus, the multiplicity of secondary particles, and the pseudorapidity distribution. Mixed-type events have an "anomalous" distribution of pseudorapidities: two groups of secondary particles are formed with significantly different pseudorapidities. The events mainly correspond to the central interactions of heavy Au nuclei with light CNO nuclei.

The study was financially supported by the Ministry of Education and Science of the Republic of Kazakhstan (grant no. AP14869032).

Key words: nucleus-nucleus interactions, initial state of collision, fragmentation, Hurst index

«КОСВЕННО ОПРЕДЕЛЯЕМЫЕ» АНК ТУГОСВЯЗАННЫХ СОСТОЯНИЙ ПРОТОНА В ЯДРАХ ^{12}C , ^{28}Si ИЗ РЕАКЦИЙ (d,n) И $(^3\text{He},d)$

И.Я.Сон¹, С.В. Артемов¹, С.Б. Игамов^{1,2}, О.Р. Тожибоев¹, Ф.Х. Эргашев¹, С.Б. Сакута³

¹Институт ядерной физики АН РУз, Ташкент, Узбекистан;

²Ташкентский филиал Национального исследовательского ядерного университета Московского инженерно-физического института;

³Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», Москва, Россия;

⁴Институт ядерной физики МЭ РКаз, Алматы, Казахстан.

Исследование реакций передачи протона (d,n) , $(^3\text{He},d)$ на легких ядрах и обратных в прямой и инверсной кинематике привлекают в настоящее время повышенное внимание. В частности, это связано с возможностью извлечения из анализа дифференциальных сечений (ДС) этих реакций феноменологических, т. называемых «косвенно измеренных» значений асимптотических нормировочных коэффициентов (АНК) для расчетов S-факторов радиационного захвата протона при температурах звездной среды, поскольку необходимые для анализа значения АНК связи протона в ядрах ^2D и ^3He оценены теоретически и хорошо известны [1]. Однако эти реакции могут быть не периферийны с точки зрения формализма обычного метода искаженных волн (МИВ), особенно в случае сильно связанных состояний протона, и извлечение АНК из ДС становится некорректным.

В данной работе ставилось целью выяснить, насколько зависима оценка степени периферийности процесса передачи протона и извлекаемых значений АНК от приближений МИВ при анализе экспериментальных данных, в том числе эффекта развала дейтрона, нелокальности оптических потенциалов и потенциала связи протона, а также механизма связи каналов реакции. Целью было также найти значения АНК связи протона с учетом поправок на вышеуказанные эффекты.

Был выполнен реанализ литературных ДС реакций (d,n) и $(^3\text{He},d)$ на ядрах ^{11}B , ^{27}Al (включая наши более ранние исследования реакции $^{11}\text{B}(^3\text{He},d)^{12}\text{C}$ [2]) с образованием тугосвязанных конечных ядер ^{12}C и ^{28}Si в основных и возбужденных состояниях в рамках модифицированного МИВ [3] и адиабатического подхода [4]. Проведено сопоставление оценок периферийности передачи протона и извлекаемых значений АНК в этих подходах. Показано, что, несмотря на существенную роль непериферийности процесса в области углов главного максимума ДС для передачи протона в нижние, сильно связанные состояния, значения АНК из разных реакций хорошо коррелируют друг с другом при «стандартных» значениях геометрических параметров Вудс-Саксоновских потенциалов.

Полученные значения АНК планируется использовать в расчетах астрофизических S-факторов.

Литература

- [1] Л.Д. Блохинцев, И. Борбей и др.//ЭЧАЯ, Т.8 (1977) с. 1189
- [2] С.В.Артемов, И.Р.Гуламов и др.// ЯФ В.59 №3 (1996) с.428
- [3] О.Р.Тожибаев,Р.Ярмухамедов и др.// Phys. Rev. C94, 054616 (2016).
- [4] L. J. Titus, A. Ross, F. M. Nunes NLAT, National Superconducting Cyclotron Laboratory and Department of Physics and Astronomy, Michigan State University, East Lansing, MI 48824, USA 2019

THE SYNTHESIS OF SUPERHEAVY ELEMENT Z=119: FUSION AND EVAPORATION RESIDUE CROSS SECTIONS

Kayumov Bakhodir^{1,3*}, Nasirov Avazbek^{2,3}, Ganiev Orifjon^{1,3}, Yuldasheva Guzal³

¹New Uzbekistan University, 100007 Tashkent, Uzbekistan

²Joint Institute for Nuclear Research, 141980 Dubna, Russia

³Institute of Nuclear Physics, Uzbekistan Academy of Sciences, 100214 Tashkent, Uzbekistan

Abstract

A combination of the dinuclear system (DNS) model and statistical model KEWPIE2 to calculation of the evaporation residue were used to investigate the possibility of creating a superheavy element (SHE) with an atomic number of 119 through the fusion of ^{54}Cr and ^{243}Am . The accuracy of this calculation method has been confirmed by comparing it to experimental measurements of evaporation residue cross sections in the $^{48}\text{Ca}+^{243}\text{Am}$ reaction.

Key words: dinuclear system, compound nucleus, complete fusion, evaporation residue.

1. Introduction

In modern nuclear physics, the fusion of massive nuclei is one of the main research topics due to the great motivation in the synthesis of new superheavy elements (SHEs). Recent progress in the synthesis of SHEs has been achieved using the ^{48}Ca projectile with the transactinides. Many theoretical and experimental investigations have been carried out to study the nuclear fusion process of the formation of SHE is aiming at two main aspects: the first reason is to find out and analyse the mechanism of the synthesis of SHE, the second one is to search for the best projectile-target combination and a suitable incident energy for obtaining new SHEs and their isotopes. In particular, the evaporation residue (ER) cross section strongly depends on the incident energy and the projectile-target combination. Therefore, the study of such dependencies is interesting and especially useful when trying to synthesize a new SHE with $Z > 118$. This is important due to the fact that the ER cross section for the heaviest SHE is very small, and its excitation functions are very narrow. This circumstance causes extreme difficulties in experiments of the synthesis of SHE with $Z > 118$.

The formation of SHEs is a result of the complicated dynamical process with the multinucleon transfer between interacting nuclei. Therefore, it is very important to better understand the peculiarities of different steps of the reaction mechanism at the SHE formation. From the theoretical point of view, the SHE synthesis process can be divided into several reaction stages. A schematic diagram of the stages preceding the formation of evaporation residues is shown in Fig. 1.

The capture of incoming projectile-nucleus by target-nucleus is necessary condition for their complete fusion. It is full momentum transfer process leading to formation of dinuclear system (DNS) consisting of projectile and target nuclei: the relative kinetic energy of nuclei is damped being transformed into excitation energy of nucleons and deformation of nuclei. Due to the strong attractive nuclear forces the nuclei are not destroyed but their states are changed by deformation and intensive nucleon exchange between them. The full kinetic energy relaxation (full momentum transfer) is a main characteristic of the quasifission (QF) reactions. This means that QF takes place only after the capture of the projectile by the target nucleus. Although, QF has generally been understood to occur on short time scales of 10^{-20} s. Where in fusion-fission reactions occur on longer time scales, from 10^{-20} s to 10^{-16} s. Measurement of fission times can give a definitive signature of fusion-fission.

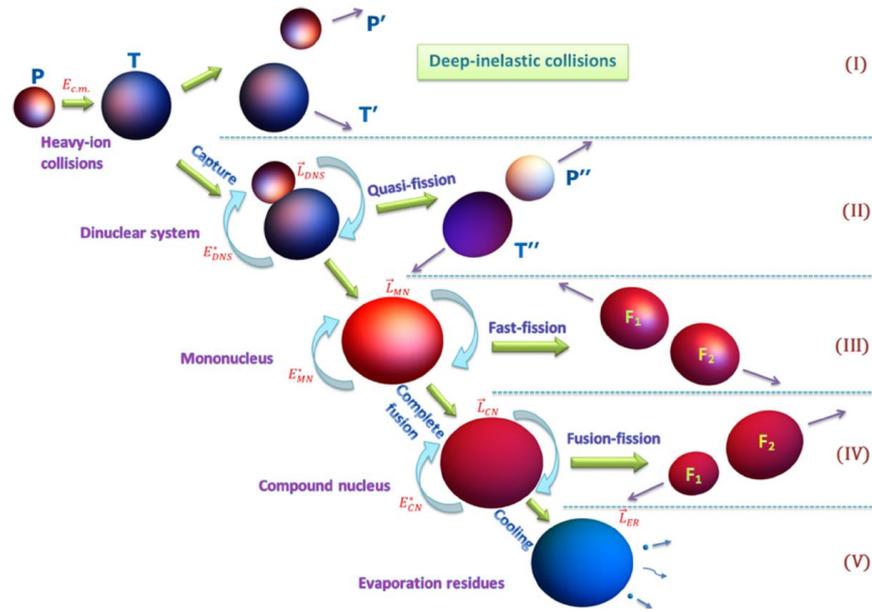


Figure 1. Schematic diagram of the reaction mechanisms causing hindrance at formation of the superheavy nuclei in heavy-ion collisions. The multinucleon transfer reactions and fission (I–IV) leading to the formation of binary or fission-like fragments, which compete in the way to the ER formation (superheavy nuclei).

2. Cross sections of the capture and complete fusion

The dynamics of heavy ion collisions at low energies is determined by the peculiarities of the nucleus-nucleus interaction and shell structure of the interacting nuclei [1]. The landscape of potential energy surface (PES) $U(Z, A, R)$ plays a main role in an estimation of the complete fusion probability in competition with quasifission (see Fig. 2). Here R and Z (A) are intercenter distance between mass centers of the DNS fragments and charge (mass) number of its lighter fragment, respectively. It is calculated as a sum of the reaction energy balance (Q_{gg}) and the nucleus-nucleus potential ($V(Z, A, R)$) between interacting nuclei [2]:

$$U(Z, A, R, l) = V(Z, A, R, l) + Q_{qq}(Z, A) \quad (1)$$

The intrinsic fusion barrier, $B_{fus}^*(Z, A, \ell)$ is determined as the difference between the maximum value of the driving potential between $Z = 0$ and $Z = Z_P$ and the initial charge value (can be seen in Fig.3),

$$B_{fus}^*(Z, A, \ell) = U_{dr}(Z_{max}, A_{max}, \ell) - U_{dr}(Z_P, A_P, \ell) \quad (2)$$

where l is an orbital angular momentum of collision; $Z_P(A_P)$ is charge (mass) number of the projectile nucleus; Z_{max} is charge (A_{max}) number of the DNS fragment corresponding to the maximum value of driving potential.

The driving potential is determined with the values of the PES $U(Z, A, R)$ taken at values $R=R_m$ corresponding to the minimum of the potential well of the nucleus-nucleus interaction potential $V(Z, A, R, l)$ [2]. PES is changed from the initial shape due to the nucleons exchange between the DNS nuclei, which leads to the evolution of DNS as a function of proton and neutron numbers. The charge distribution between fragments of DNS and yield of reaction products are calculated by solving the transport master equation [2]. Nucleon exchange leads to the change of the DNS excitation energy (E_Z^*).

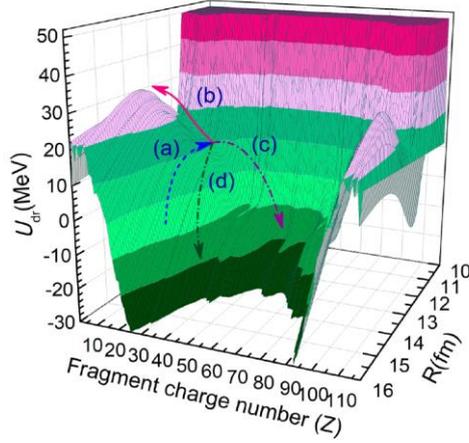


Figure 2. Potential-energy surface as a function of the relative distance between the interacting nuclei and fragment charge number for the $^{54}\text{Cr} + ^{243}\text{Am}$ reaction leading to CN $^{297}119$.

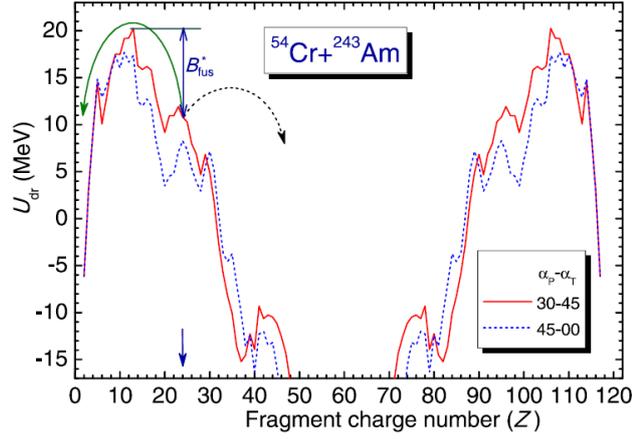


Figure 3. The results of the driving potential for the DNS formed in the $^{54}\text{Cr} + ^{243}\text{Am}$ reaction versus the charge number of its fragment for the head-on collision: $\ell = 0$.

The DNS excitation energy is determined by the collision energy in the system of the center of mass $E_{c.m.}$ and charge-asymmetry of a DNS configuration $(Z, Z_{tot} - Z)$ is calculated by formula:

$$E_Z^* = E_{c.m.} - V(Z, R_m) + \Delta Q_{gg}(Z) \quad (3)$$

In this case, the yield of decay fragments is calculated by formula:

$$Y_Z(E_Z^*, \ell, t) = P_Z(E_Z^*, \ell, t) \Lambda_Z^{qf}, \quad (4)$$

where $P_Z(E_Z^*, \ell, t)$ is the probability of population of the configuration $(Z, Z_{tot} - Z)$ at E_Z^* and ℓ . The evolution of Y_Z is calculated by solving the transport master equation:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} P_Z(E_Z^*, \ell, t) = & \Delta_{Z+1}^{(-)} P_{Z+1}(E_Z^*, \ell, t) + \Delta_{Z-1}^{(+)} P_{Z-1}(E_Z^*, \ell, t) - \\ & - (\Delta_Z^{(-)} + \Delta_Z^{(+)} + \Lambda_Z^{qf}) P_Z(E_Z^*, \ell, t), \quad \text{for } Z = 2, 3, \dots, Z_{tot} - 2. \end{aligned} \quad (5)$$

The partial capture cross-section $\sigma_{cap}^{(\ell)}(E_{c.m.}, \{\beta_i\})$ is determined by calculation of the capture probability $\mathcal{P}_{cap}^{(\ell)}(E_{c.m.}, \{\beta_i\})$ of trapping the curve presenting the dependence of total kinetic energy on the time dependent internuclear distance into the potential well of the nucleus-nucleus interaction:

$$\sigma_{cap}^{(\ell)}(E_{c.m.}, \{\beta_i\}) = \frac{\lambda^2}{4\pi} (2\ell + 1) \mathcal{P}_{cap}^{(\ell)}(E_{c.m.}, \{\beta_i\}) \quad (6)$$

The partial capture cross section will contribute the following terms:

$$\sigma_{cap}^{(\ell)}(E_{c.m.}, \{\beta_i\}) = \sigma_{qf}^{(\ell)}(E_{c.m.}, \{\beta_i\}) + \sigma_{fus}^{(\ell)}(E_{c.m.}, \{\beta_i\}) + \sigma_{ff}^{(\ell)}(E_{c.m.}, \{\beta_i\}). \quad (7)$$

The partial fusion cross section is determined by the product of capture cross section $\sigma_{cap}^{(\ell)}(E_{c.m.}, \beta_2, \beta_3, \alpha_T, \alpha_P)$ (for simplicity we use $\sigma_{cap}^{(\ell)}(E_{c.m.}, \{\beta_i\})$) and the fusion probability P_{CN} of DNS for the various excitation energies by using the formula:

$$\sigma_{fus}^{(\ell)}(E_{c.m.}, \{\beta_i\}) = P_{CN}(E_{c.m.}, \ell, \{\beta_i\}) \sigma_{cap}^{(\ell)}(E_{c.m.}, \{\beta_i\}). \quad (8)$$

The fusion probability $P_{CN}(E_{c.m.}, \ell, \{\beta_i\})$ is calculated as the sum of contributions to complete fusion from the charge symmetric configuration Z_{sym} of DNS up to configuration corresponding to the maximum value of the driving potential Z_{max} :

$$P_{CN}(E_{c.m.}, \ell, \{\beta_i\}) = \sum_{Z_{sym}}^{Z_{max}} P_Z(E_Z^*, \ell) P_{CN}^{(Z)}(E_Z^*, \ell, \{\beta_i\}), \quad (9)$$

where E_Z^* is calculated by formula and the weight function $P_Z(E_Z^*, \ell)$ is the mass and charge distributions probability $P_Z(E_Z^*, \ell, t)$ in the DNS fragments is determined by solution of the transport master equation (5); the fusion probability $P_{CN}^{(Z)}(A)$ from the charge (Z) and mass (A) asymmetry configuration of the DNS is calculated as the branching ratio $P_{CN}^{(Z)}(E_Z^*, \ell; \{\alpha_i\})$ of widths related to the overflowing over the quasifission barrier $B_{qf}(Z)$ at a given mass asymmetry, over the intrinsic barrier $B_{fus}(Z)$ on mass asymmetry axis to complete fusion and over $B_{sym}(Z)$ in opposite direction to the symmetric configuration of the DNS

3. Calculation of the evaporation residue cross section

In the DNS framework the partial cross sections of the CN formation are used to calculate evaporation residue (ER) cross sections at given values of the CN excitation energy E_{CN}^* and angular momentum ℓ by the advanced statistical model

$$\sigma_{ER}^x(E_x^*, \ell) = \sigma_{ER}^x(E_{x-1}^*, \ell) \cdot W_{sur}^x(E_x^*, \ell). \quad (9)$$

Obviously

$$\sigma_{ER}^{(0)}(E_0^*, \ell) = \sigma_{fus}(E_{CN}^*, \ell). \quad (10)$$

The theoretical results of this work [2] are compared with the experimental data obtained in Refs. [3–5]. The comparison of the experimental data and theoretical results of the ER cross sections, as well as the theoretical results obtained in this work for the complete fusion, quasifission, and fast fission processes, are presented in Fig. 4.

The excitation functions of the 2n, 3n, and 4n deexcitation channels are presented in Fig. 5. The maximum of the evaporation residue cross section predicted around the excitation energy of compound nucleus $E_{CN}^* = 32 - 35$ MeV and the 3n channel of the evaporation residue events dominates. The maximum value of its cross section is about 25 fb, and the corresponding events can be observed at the Superheavy Element Factory (DC-280 cyclotron) of the Flerov Laboratory of Nuclear Reaction (JINR, Dubna).

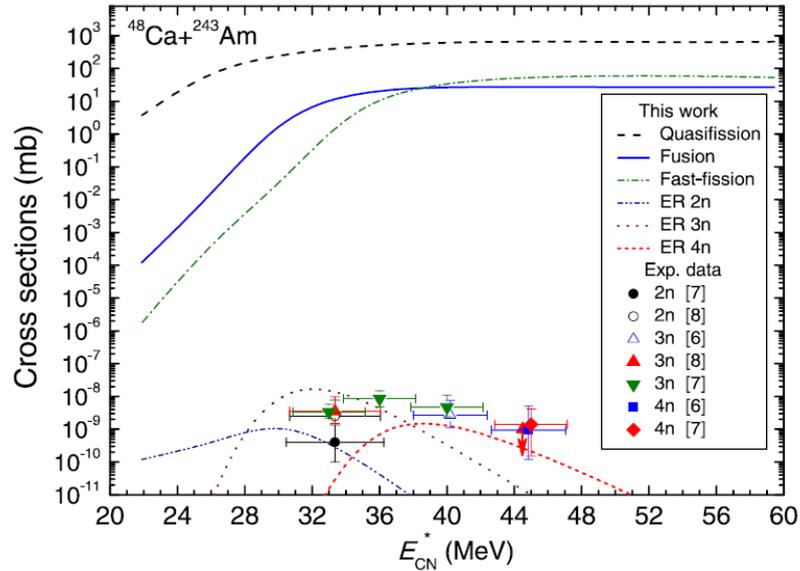


Figure 4. Theoretical cross sections of the quasifission (dashed black curve), complete fusion (solid blue curve), and fast fission (dot-dashed green curve) and ER formation in 2n (thin dot-dashed violet curve), 3n (thin wine dotted curve), and 4n (thin short dashed red curve) channels, as well as the experimental data of the ER formation in the same channels as a function of the CN excitation energy: the 2n channel data labeled by solid and open circles have been obtained from Refs. [2,3], respectively; the 3n channel data shown by the open up and down triangles were obtained from Refs. [1,3], respectively; and the 4n channel data shown by the square and diamond were obtained from Refs. [1,2], respectively.

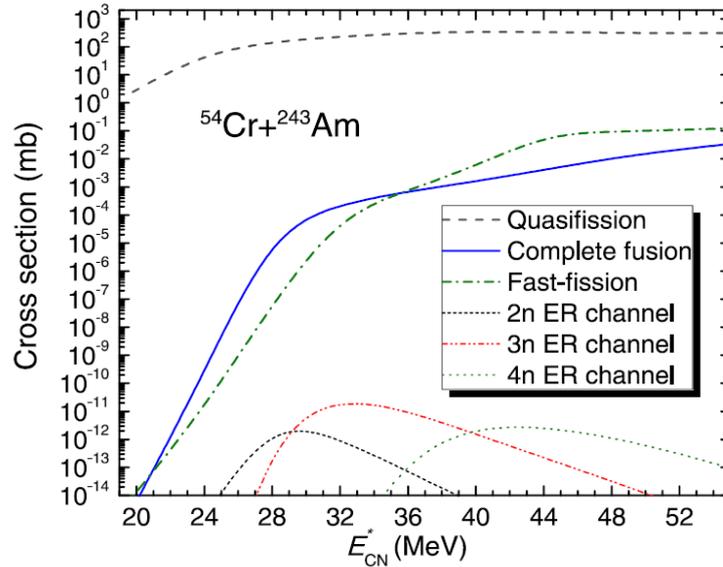


Figure 5. Theoretical cross sections of the quasifission (dashed black curve), complete fusion (solid blue curve), and fast fission (dot-dashed green curve) and ER formation in 2n (thin short dashed black curve), 3n (thin dash-double dotted red curve), and 4n (thin dotted green curve) channels cross sections calculated in this work as a function of excitation energy for the $^{54}\text{Cr} + ^{243}\text{Am}$ reaction.

4. Conclusion

In the DNS framework the partial cross sections of the CN formation are used to calculate evaporation residue (ER) cross sections at given values of the CN excitation energy E_{CN}^* and angular momentum ℓ by the advanced statistical model. The results of calculation have shown that the quasifission is a dominant channel of the capture events for both reactions. It has very large cross sections for the $^{54}\text{Cr} + ^{243}\text{Am}$ reaction. The probability of the observation of the new superheavy element $Z = 119$ is small enough, and the chance of the synthesis of the element $Z = 119$ is near the border of experimental possibilities.

References

- [1.] A. Nasirov, A. Fukushima, Y. Toyoshima, Y. Aritomo, A. Muminov, S. Kalandarov, and R. Utamuratov, The role of orientation of nucleus symmetry axis in fusion dynamics, Nucl. Phys. A 759, 342 (2005).
- [2.] B.M. Kayumov, O.K. Ganiev, A.K. Nasirov, G.A. Yuldasheva, Analysis of the fusion mechanism in the synthesis of superheavy element 119 via the $^{54}\text{Cr} + ^{243}\text{Am}$ reaction, Phys. Rev. C 105, 014618 (2022).
- [3.] Yu. Ts. Oganessian *et al.*, Synthesis of the isotopes of elements 118 and 116 in the ^{249}Cf and $^{245}\text{Cm} + ^{48}\text{Ca}$ fusion reactions, Phys. Rev. C 74, 044602 (2006).
- [4.] Yu. Ts. Oganessian, Heaviest nuclei from ^{48}Ca -induced reactions, J. Phys. G 34, R165 (2007).
- [5.] Yu. Ts. Oganessian *et al.*, Synthesis of elements 115 and 113 in the reaction $^{243}\text{Am} + ^{48}\text{Ca}$, Phys. Rev. C 72, 034611 (2005).

YIELD OF BINARY FRAGMENTS IN THE $^{40}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$ REACTION

Elzod Xusanov^{1,2*}, Avazbek Nasirov^{1,3}, Muxtorali Nishonov²

¹Institute of Nuclear Physics, Academy of Sciences of Uzbekistan, Ulughbek, Tashkent

²Faculty of Physics, National University of Uzbekistan, Tashkent, Uzbekistan

³Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, JINR, Dubna, Russia

*xusanov.elzod.99@gmail.com

Abstract

The reaction mechanisms in the heavy ion collisions of at energies around the Coulomb barrier has been considered. Motivation of this study is related with the synthesis of new superheavy nuclei in reactions with the massive nuclei. The synthesis of superheavy nuclei is occurred if the complete fusion of the colliding nuclei takes place. The hindrance in complete fusion appears due to the competing mechanisms as quasifission and fast-fission of the interacting system. The mechanisms of these last two processes and yield their products are considered. The theoretical results have been compared with the measured data for the reaction $^{40}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$ reaction.

Key words: heavy ion collisions, complete fusion, quasifission, fast-fission, potential energy surface.

1. Introduction

Fusion of nuclei in heavy ion collisions is a very complicated process. As a result of the collision, a binary system consisting of two nuclei is formed. The dinuclear system (DNS) can evolve to form a new compound nucleus (CN) due to nucleon transfer without or with a weak hindrance if the colliding nuclei are relatively light. The study of the CN formation by the structural changes during of the fusion of nuclei is of great importance in the production of new extremely heavy chemical elements with the help of accelerators, which has been one of the urgent issues of nuclear physics for many years.

2. Process in heavy ion collisions at the Coulomb barrier energies.

If the DNS formed in the collision of heavy ions its transformation to the complete fusion meets a hindrance at the reaching intrinsic fusion barrier which is related with the structural effects in the DNS configuration. There is a possibility of the DNS splitting before reaching the CN state, which is called a quasifission process. Both of these processes take place during very short time, i.e. $10^{-21} \sim 10^{-20}$ s [1]. Therefore, the properties of these processes can be studied only by analyzing the mass and energy distributions of the resulting products, and the angular distributions in space. One of the modern theoretical methods of studying the nuclear processes occurring in the collision of heavy ions is the DNS approach.

To estimate the probability of the competition between complete fusion and quasifission we need to calculate the potential energy surface (PES) for the given interaction system. This surface depends on quantities such as charges, mass number, binding energy, collision and orbital angular momentum ($L=l\hbar$) of the reacting nuclei:

$$U(Z, A, l, R) = V(Z, A, l, R) + Q_{gg} - V_{rot}^{CN}, \quad (1)$$

$$V(Z, A, l, R) = V_{Coul}(Z, A, l, R) + V_{Nuc}(Z, A, l, R) + V_{rot}(Z, A, l, R), \quad (2)$$

here V_{Coul} and V_{Nuc} are Coulomb and nuclear potentials of interaction between nuclei, $Z = Z_1$ and $A = A_1$; methods of calculation of these potentials can be found in Ref. [2]. The rotational potential of the reacting nuclei is calculated by formula

$$V_{rot} = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{J_1 + J_2 + \mu R^2} \quad (3)$$

where J_1 and J_2 are the moments of inertia of the DNS nuclei; R is the distance between centers of nuclei; $\mu = \frac{A_1 A_2}{A_1 + A_2}$ is given mass, the energy balance of the reaction $Q_{gg} = B_1 + B_2 - B_{CN}$ where B_1 , B_2 and B_{CN} are binding energy of the colliding nuclei and compound nuclei, respectively. Their values are obtained from the tables of binding energies extracted from the measured data or calculated by advanced models (for citations see [2,3]). The calculated potential energy surface for the $^{40}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$ reaction in Fig. 1 has a characteristic landscape. When the projectile in the entrance channel approaches the target nucleus and passes through the Coulomb barrier, it falls into the potential well due to the dissipation of the part of the total energy of the relative motion, the process called trapping. As a result, the full momentum transfer of the relative motion to the intrinsic degrees of freedom occurs. The future development of the binary system depends on the PES

peculiarities. The driving potential $U_{dr}(Z_i, A_i, l)$ is the values of the PES $U(Z_i, A_i, l, R_m)$ at $R=R_m$ corresponding to the minimum value of the potential range. The dependence of U_{dr} on l arises from the fact that V_{rot} depends on the angular momentum. The peculiarities of PES plays an important role during the DNS evolution.

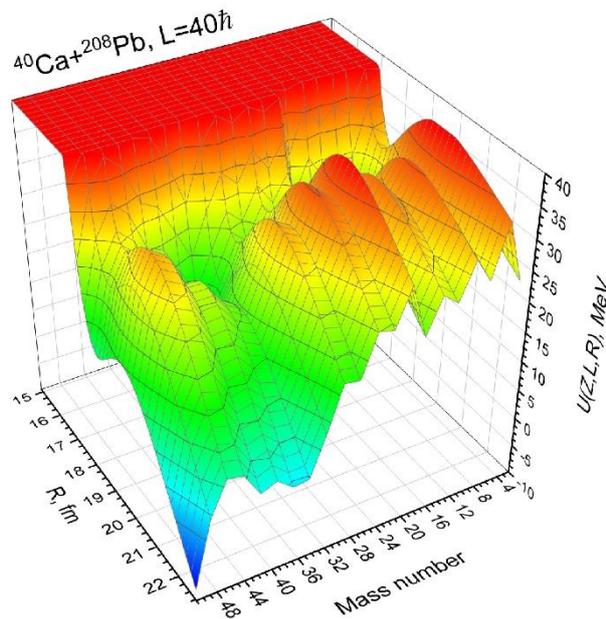


Figure 1. Potential energy surface for the $^{40}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$ reaction.

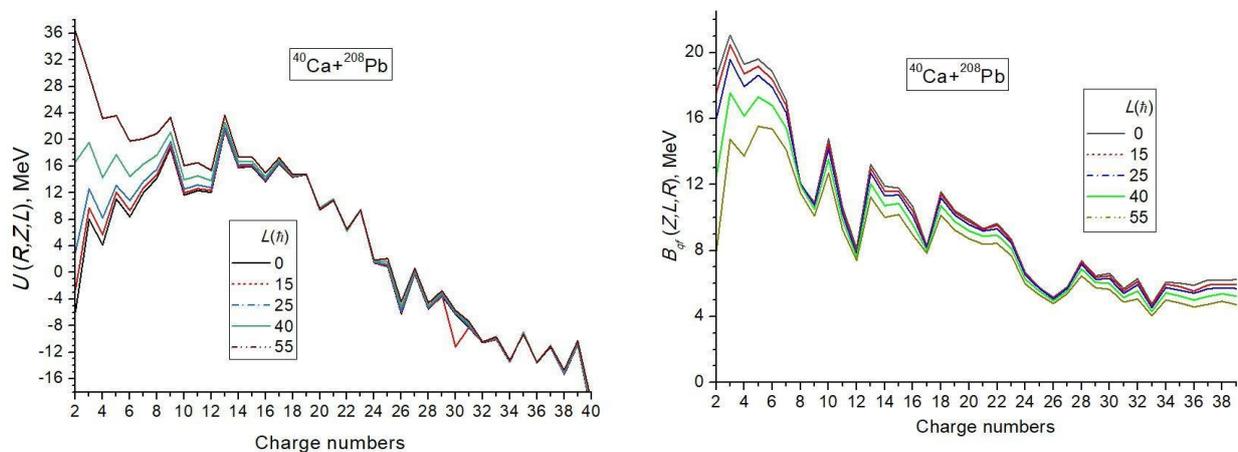


Figure 2. Driving potential (U) and quasifission barrier (B_{qf}) for the reaction $^{40}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$ as a function of the charge numbers of the DNS fragments.

Due to the dependence of the excitation energy on the internal structure of nuclei, its value increases when Z and $A-Z$ are equal to nuclear magic numbers. This is related with the fact that absolute values of the binding energy of such nuclei is large, the driving potential decreases: $E_{DNS}^* = E_{c.m.} - V_{min} + \Delta U$; ΔU is the change in the internal energy of nuclei. In the experiment, the two products of the fission process were registered in coincidence by the method of simultaneous recording on two detectors of the setup CORSET. Naturally, the products of the both processes corresponding to different angular momentum of the DNS can arrive to the same detector with different probability. But it impossible to separate them as products of two different process by the experimental methods. It is important to establish theoretically contributions in the yield of the reaction products from the different mechanisms. Considering this situation, contributions coming from the decay of the DNS is calculated by the expression:

$$\sigma_{qf}(E_{c.m.}) = \sum_{l=0}^{l_d} \sigma_{cap}(E_{c.m.}, l) Y_z(E_{DNS}^*, l), \quad (4)$$

where $\sigma_{\text{cap}}(E_{\text{c.m.}}, l)$ is the capture cross section and $Y_z(E_{\text{DNS}}^*, l)$ is the probability of the yield of the fragment with the charge number Z in the collision with energy $E_{\text{c.m.}}$ and orbital angular momentum l .

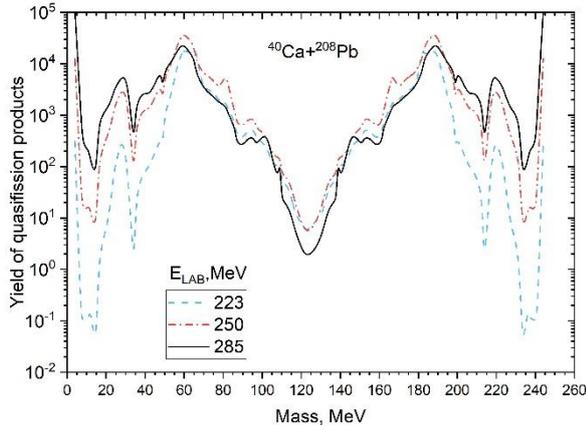


Figure 3. Mass distribution of yield of quasifission fragments at different energies

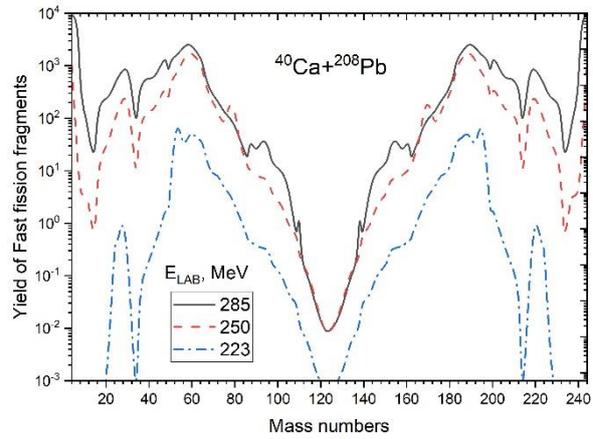


Figure 4. Mass distribution of yield of fast-fission fragments at different energies

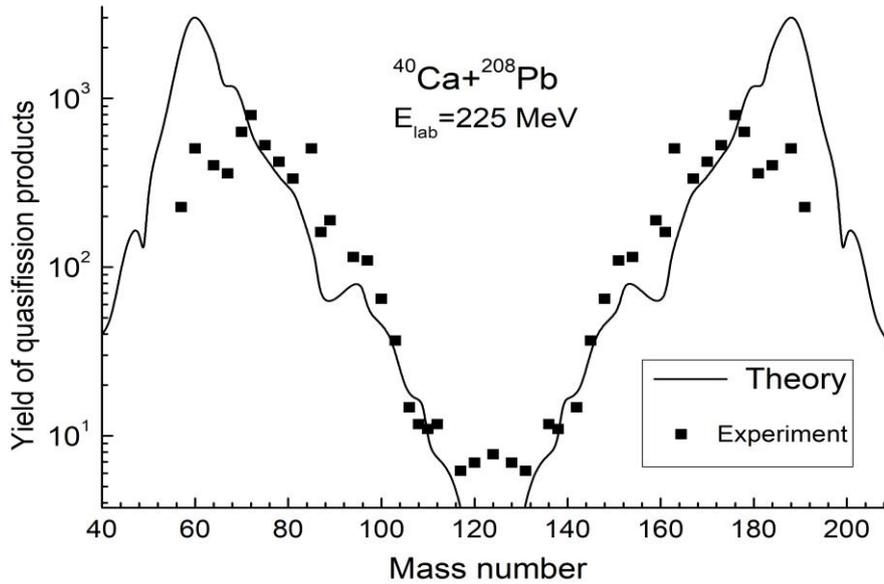


Figure 5. Comparison of experimentally obtained [4] and theoretically calculated results

The mass distributions of the quasifission and fast-fission products are presented in Figs. 3 and 4, respectively, which depicts the energy dependence of the fragment yields. The minima of the driving potential causes the increase of yield of the corresponding fragments with the charge and mass numbers providing the minimum of the driving potential. The minimum at the charge number $Z=26$ in Fig. 2 leads to increase the yield of fragments with the mass number $A=62$ in Figs. 3 and 4. Comparison of the results in Fig.3 and Fig.4 shows that the yield of quasifission products is more intense than the yield of fast-fission products. Because the reaction time for the fast-fission is less than the reaction time for quasifission. Unlike quasifission, fast-fission is observed at large l . This reduces the barrier depth for fast-fission. Fig. 5 shows that the experimental data and theoretical results obtained for the beam energy $E_{\text{lab}} = 225$ MeV are qualitatively well in the middle part of the field [3]. From the result of this comparison, we come to the conclusion that the DNS model allows us to describe well the experimental data.

References

- [1.] A.K. Nasirov *et al.*, Eur. Phys. J. A **34**, 325 (2007).
- [2.] A.K. Nasirov *et al.*, Nucl. Phys. A **759**, 342 (2005).
- [3.] E.M. Kozulin *et al.*, Phys. Rev. C **105**, 024617 (2022).

FEATURES OF BETA DECAY IN EXOTIC NUCLEI

Igor Izosimov*

Joint Institute for Nuclear Research, 141980 Dubna, Russia,

*E-mail: izosimov@jinr.ru

Abstract

The probability of the β -transition to the nuclear level with excitation energy E is proportional [1] to the product of the lepton part described by the Fermi function $f(Q_\beta - E)$ and the nucleon part described by the β -decay strength function $S_\beta(E)$. $S_\beta(E)$ governs [1-3] the nuclear energy distribution of elementary charge-exchange excitations and their combinations like proton particle (πp)–neutron hole (νh) coupled into a momentum I^π : $[\pi p \otimes \nu h]I^\pi$ and neutron particle (νp)–proton hole (πh) coupled into a momentum I^π : $[\nu p \otimes \pi h]I^\pi$. The strength function for β -transitions of the Gamow-Teller (GT) type describes excitations $[\pi p \otimes \nu h]I^+$ or $[\nu p \otimes \pi h]I^+$. At excitation energies E smaller than Q_β (total β -decay energy), $S_\beta(E)$ determines the characters of the β -decay. For higher excitation energies that cannot be reached with the β -decay, $S_\beta(E)$ determines the charge exchange nuclear reaction cross sections, which depend on the nuclear matrix elements of the β -decay type.

It was shown [2-5] that the high-resolution nuclear spectroscopy methods give conclusive evidence of the resonance structure of $S_\beta(E)$ both for GT and first-forbidden (FF) β -transitions in spherical, deformed, and transition nuclei. The splitting of the peaks in the $S_\beta(E)$ for the GT β^+/EC -decay of the deformed nuclei into two components was demonstrated [3-6]. Resonance structure of the $S_\beta(E)$ for β -decay of halo nuclei was analyzed in [7-9]. It was shown that when the parent nucleus has nn Borromean halo structure, then after Gamow-Teller (GT) β^- -decay of parent state or after $M1$ γ -decay of Isobar Analogue Resonance (IAR) the states with np tango halo structure or mixed np tango + nn Borromean halo structure can be populated.

In this report the fine structure of $S_\beta(E)$ is analysed. Resonance structure of $S_\beta(E)$ for GT and FF β -decays, structure of $S_\beta(E)$ for halo nuclei, quenching [9] of the weak axial-vector constant g_A^{eff} , splitting of the peaks in $S_\beta(E)$ for deformed nuclei connected with the anisotropy of oscillations of proton holes against neutrons (peaks in $S_\beta(E)$ of GT β^+/EC -decay) or of protons against neutron holes (peaks in $S_\beta(E)$ of GT β^- -decay), and $S_\beta(E)$ for the high-spin isomers [10] β -decays in heavy and superheavy nuclei are discussed.

Key words: beta decay, strength function, exotic nuclei

References

- [1.] Yu.V. Naumov, A.A. Bykov, I.N. Izosimov, *Sov. J. Part. Nucl.*, **14**,175(1983). <https://www.researchgate.net/publication/233832321>
- [2.] I.N. Izosimov, *Physics of Particles and Nuclei*, **30**,131(1999). <https://www.researchgate.net/publication/259820759>
- [3.] I.N. Izosimov, et al, *Phys. Part. Nucl.*, **42**,1804(2011). DOI:10.1134/S1063779611060049
- [4.] I.N. Izosimov, et al, *Phys. At. Nucl.*, **75**,1324(2012). DOI: 10.1134/S1063778812110099
- [5.] I.N. Izosimov, et al, *Phys. Part. Nucl. Lett.*, **15**,298(2018). DOI:10.1134/S1547477118030081
- [6.] I.N. Izosimov, et al, *JPS Conf. Proc.*, **23**,013004 (2018). DOI: 10.7566/JPSCP.23.013004
- [7.] I.N. Izosimov, *JPS Conf. Proc.*, **23**,013005 (2018). DOI: 10.7566/JPSCP.23.013005
- [8.] I.N. Izosimov, *Phys. Part. Nucl. Lett.*, **15**,621(2018). DOI:10.1134/S1547477118060092
- [9.] I.N. Izosimov, *Phys. Part. Nucl. Lett.*, **16**,754(2019). DOI:10.1134/S1547477119060207
- [10.] A.D. Efimov, I.N. Izosimov, *Phys. At. Nucl.* **84**,408(2021). DOI:10.1134/S1063778821040116

СЕЧЕНИЯ ЗАХВАТА, СЛИЯНИЯ И ОБРАЗОВАНИЯ ОСТАТКОВ ИСПАРЕНИЯ В РЕАКЦИИ $^{48}_{20}\text{Ca} + ^{232}_{90}\text{Th}$.

Азимбой Юсупов^{1,*}, Авазбек Насиров^{1,2}, Баходир Каюмов^{1,3}

¹Институт ядерной физики Академии наук Узбекистана, поселок Улугбек, Ташкент, Узбекистан

*Электронный адрес: yaniclear009@gmail.com

²Объединённый институт ядерных исследований, 141980, Дубна, Московская область, Россия

³New Uzbekistan University, 100007 Tashkent, Uzbekistan

Аннотация

Проведены расчеты сечения захвата и слияния для реакции $^{48}_{20}\text{Ca} + ^{232}_{90}\text{Th}$. Вероятность захвата вычислена решением динамических уравнений движения для относительного расстояния между центрами ядер двойной ядерной системы (ДЯС). Слияние ядер рассматривается как двухэтапный процесс: 1) образование ДЯС в результате захвата ядра снаряда ядром-мишенью; 2) переход к стабильному составному ядру как особый канал эволюции ДЯС (полное слияние).

Сечение полного слияния установлено решением транспортного мастер уравнения для определения зарядового и массового распределений в фрагментах ДЯС. Тем самым учитывается вклад каналов слияния из различных конфигураций системы, которые заселяются в эволюции ДЯС, связанной с непрерывным обменом нуклонами между её фрагментами до её распада по каналу квазиделения. Вероятность распада определяется высотой барьера $V_{qf}(Z)$ ядро-ядерного потенциала и вероятность слияния определяется высотой внутреннего барьера $V_{fus}^*(Z)$ для данной зарядовой конфигурации ДЯС с энергией возбуждения $E_Z^* = E_{c.m.}^l - V_{min}(Z_p) + \Delta U(Z)$, $E_{c.m.}^l$ - энергия столкновения в системе центра масс; $V_{min}(Z_p)$ минимальное значение потенциальной ямы ядро-ядерного взаимодействия для входного канала ($Z=Z_p$); $\Delta U(Z)$ - изменение энергии возбуждения ДЯС при изменении её зарядовой конфигурации. Вероятность слияния P_{CN}^l определяется по ДЯС модели, приведенной в статьях [1] с известными значениями E_Z^* , $V_{qf}(Z)$ и $V_{fus}^*(Z)$. Все эти величины определяются с особенностями поверхности потенциальной энергии. Полное сечение слияния определяется формулой:

$$\sigma_{fus}(E_{cm}, l) = \frac{\lambda^2}{4\pi} \sum_{l=0}^{l_d} (2l+1) P_{cap}^l(E_{cm}, l) P_{CN}^l \quad (1)$$

где λ — длина волны де Бройля входного канала. l_d является максимальным значением орбитального углового момента, приводящим к захвату и находится решением уравнений для относительного движения сталкивающихся ядер [1].

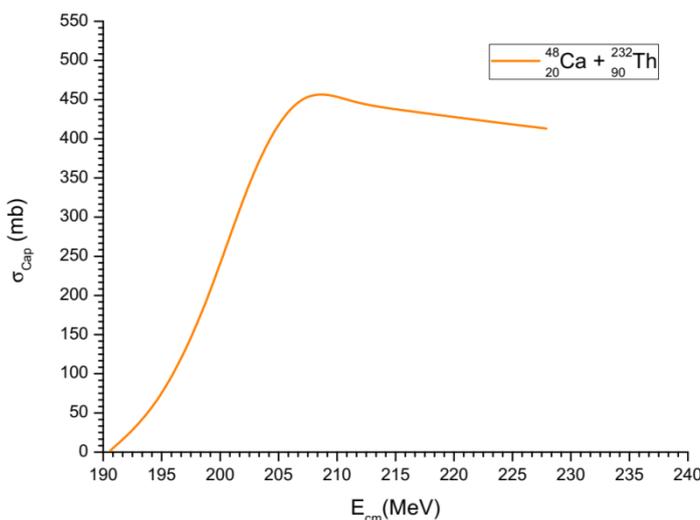


Рис 1. Зависимость сечения захвата, вычисленное для реакции $^{48}_{20}\text{Ca} + ^{232}_{90}\text{Th}$ от энергии столкновения в системе центра масс.

Сечение образование остатков от составного ядра после испарения нейтронов вычисляется формулой

$$\sigma_{ER}(E_{cm}, l) = \frac{\lambda^2}{4\pi} \sum_{l=0}^{l_d} (2l+1) P_{cap}^l(E_{cm}, l) P_{CN}^l(E_{cm}, l) W_{sur}(E_{cm}, l), \quad (2)$$

где $W_{sur}(E_{cm}, l)$ вероятность выживания нагретого составного ядра в конкуренции каналом слияния - деления и испарением нейтронов.

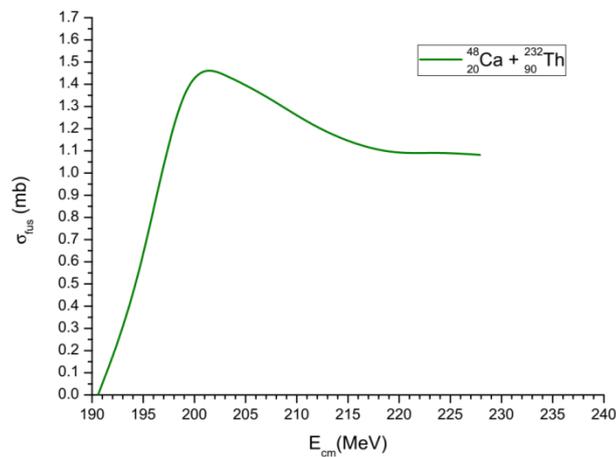


Рис 2. Зависимость сечения полного слияния для реакции ${}^{48}_{20}\text{Ca} + {}^{232}_{90}\text{Th}$ от энергии столкновения в системе центра масс.

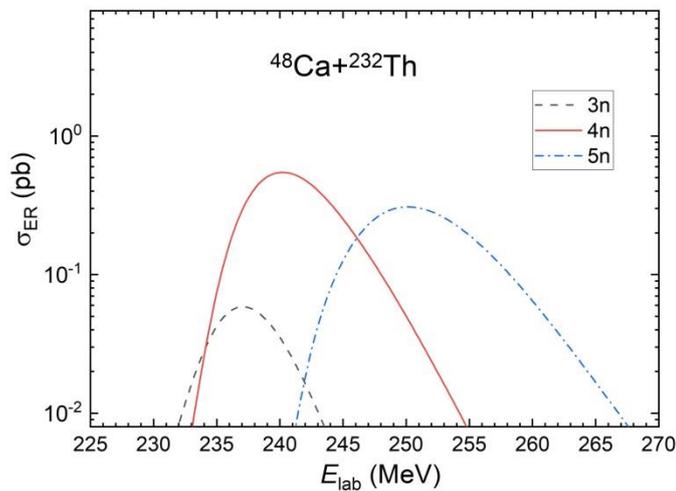


Рис 3. Зависимость сечения образования остатков испарения в 3n, 4n и 5n каналах в реакции ${}^{48}\text{Ca} + {}^{232}\text{Th}$ от энергии столкновения.

В недавнем эксперименте в Лаборатории ядерных реакций получено значение 0.7 пикобарн для 4n канала и не наблюдаются события для 3n и 5n каналов.

Key words: столкновение тяжёлых ионов, захват, полное слияние, образование остатков испарения.

Литература

[1] В.М. Kayumov, О.К. Ganiev, А.К. Nasirov, G.A. Yuldasheva, Analysis of the fusion mechanism in the synthesis of superheavy element 119 via the ${}^{54}\text{Cr} + {}^{243}\text{Am}$ reaction, Phys. Rev. C 105, 014618 (2022).

MASS AND ENERGY DISTRIBUTION OF FISSION FRAGMENTS FORMED IN THE PROCESS OF FISSION OF $^{237}\text{Pu}^*$ COMPOUND NUCLEI FORMED IN THE REACTION $^{233}\text{U}(\alpha, f)$ AT INCIDENT ALPHA PARTICLE ENERGY OF 24 MEV

Andrey Pan^{1,2}, Dilshod Alimov¹, Nasurlla Burtebayev^{1,2}, Kirill Kovalchuk¹, R.Kosherbayeva¹

¹Institute of Nuclear Physics, 1 Ibragimov Street, 050032, Almaty, Kazakhstan,

*E-mail: r.kosherbayeva@inp.kz (corresponding author)

²Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

Abstract

The process of fission is very complex. To study its mass and energy distribution of fission fragments of $^{237}\text{Pu}^$ nuclei, formed in the reaction $^{233}\text{U}(\alpha, f)$ at incident alpha energy of 24 MeV were measured. 24 MeV is below the coulomb barrier for this reaction so the shell effects would be more pronounced. The experiment was carried out by 2E method at U-150M accelerator at the Institute of Nuclear Physics, Almaty city, Kazakhstan.*

Key words: fission, fission fragments, shells, closed shells, deformed shells, mass distribution, energy distribution, Thorium, alpha particles, fission mode

References

- [1.] Gikal K.B. *et al.*, Proton induced fission of ^{232}Th at intermediate energies, Physics of Atomic Nuclei, No. 9–10, Vol. 79, pp. 1367–1374 (2016)
- [2.] Brosa U. *et al.*, Nuclear Scission, Phys. Rep., Vol. 197, Is. 4, pp. 167–262 (1990)
- [3.] Scamps G. & Simenel C., Impact of pear-shaped fission fragments on mass-asymmetric fission in actinides, Nature, Vol. 564, pp. 382–285 (2018)
- [4.] Kozulin E.M. *et al.*, Fission of $^{180,182,183}\text{Hg}^*$ and $^{178}\text{Pt}^*$ nuclei at intermediate excitation energies, Phys. Rev. C. 105, 014607 (2022)
- [5.] Bogachev A.A. *et al.*, Asymmetric and symmetric fission of excited nuclei of $^{180,190}\text{Hg}$ and $^{184,192,202}\text{Pb}$ formed in the reactions with ^{36}Ar and $^{40,48}\text{Ca}$ ions, Phys. Rev. C, 104, 024623 (2021)
- [6.] Kondratiev N.A., Mulgin S.I., Okolovich V.N., Rusanov A.Ya., Metod bystroy spektrometrii parnykh oskolokov deleniya s otborom sobytiiy po vremeni proleta, Sov. J.: Prib. Tekh. Eksp., 62, 2 (1990)
- [7.] Mulgin S.I. *et al.*, The modal structure of fragment mass and energy yields from the 10.3–30.0 MeV proton induced fission of ^{232}Th and ^{235}U , Nucl. Phys. A., Vol. 824, Is. 1–4, pp 1–23, (2009)
- [8.] Schmitt H.W. *et al.*, Precision Measurements of Correlated Energies and Velocities of ^{252}Cf Fission Fragments, Phys. Rev., 137, B837 (1965)
- [9.] Mulgin S.I. *et al.*, Two-parametric method for silicon detector calibration in heavy ion and fission fragment spectrometry, Nucl. Instrum. Methods A., Vol. 388, Is. 1–2, pp. 254–259 (1997)
- [10.] Bockstiegel C. *et al.*, Nuclear-fission studies with relativistic secondary beams: Analysis of fission channels, Nucl. Phys. A., Vol. 802, Is. 1–4, pp. 12–25 (2008)

NINFLUENCE OF DEFORMED AND CLOSED SHELLS ON THE FISSION OF $^{236}\text{U}^*$ NUCLEI FORMED IN THE REACTION $^{232}\text{Th}(\alpha, f)$ AT INCIDENT ALPHA PARTICLE ENERGY OF 24 MEV

Andrey Pan^{1,2}, Dilshod Alimov^{1,2}, Nasurlla Burtebayev^{1,2}, Kirill Kovalchuk¹, Raisa Kosherbayeva¹

¹*Institute of Nuclear Physics, 1 Ibragimov Street, 050032, Almaty, Kazakhstan,*

**E-mail: d_alimov@inp.kz (corresponding author)*

²*Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan*

Abstract

Mass and energy distribution of fission fragments of $^{236}\text{U}^$ nuclei, formed in the reaction $^{232}\text{Th}(\alpha, f)$ at incident alpha energy of 24 MeV were studied to reveal the influence of shell effects. 24 MeV is below the coulomb barrier for this reaction so the shell effects would be more pronounced. The experiment was carried at U-150M accelerator at Institute of Nuclear Physics, Almaty city. Fission fragments were registered by 2E method. Acquired experimental data was decomposed into yields of separate shells, including deformed shells, assuming that the mass yield of a shell has the form of gauss distribution. The presence of deformed shells N84, Z52, Z36, Z38 was revealed.*

Key words: fission, fission fragments, shells, closed shells, deformed shells, mass distribution, energy distribution, Thorium, alpha particles, fission mode

1. Introduction

Fission of nuclei by low energy light charged particles allows to study wide range of compound nuclei with diverse nucleon composition and big range of excitation energies. Both of these ranges are inaccessible by neutron-induced or spontaneous fission. Shell effects are most pronounced at low excitation energies and vanish with the increase of excitation energies. This is the reason we chose incident alpha particle energy of 24 MeV as it is below the coulomb barrier for $\alpha+^{232}\text{Th}$ reaction.

During the fission the process of evolution of pre-fragments is influenced by liquid droplet effects and by shell effects. The influence of these effects is described by the model proposed in [2]. According to this model there are several key fission modes: mode S which corresponds to liquid droplet effects with peak yield at $A_{cn}/2$, mode S1 which is formed by the influence of closed nuclear shells Z50 and N82 in heavy fragment, mode S2 which is formed by the influence of deformed nuclear shell N88 in heavy fragment, and mode S3 which is formed by the influence of closed nuclear shells of N50 and Z28 in light fragments. That model was used as a basis of modal analysis conducted in this paper, additional deformed shells N84[3], Z36 [4,5] and Z38[5], Z52 [3] were used to enhance agreement between experimental data and model data. The shape of mass yield of a separate shell was assumed to be a gauss distribution to increase sensitivity of a model, average total kinetic energy of fission fragment and variance of that average was included in the analysis.

In this work we show the results of study of $^{232}\text{Th}(\alpha, f)$ reaction at incident alpha particle energy of 24 MeV. The measured mass and energy distributions were decomposed into the yields of separate fission modes assuming the shape of each mass yield to be a gauss distribution. Manifestation of probable deformed shells N84, Z52 [3] and deformed shells Z36[4,5], Z38[5] was found.

2. Experimental setup

The experiment was conducted at U-150M accelerator at the Institute of Nuclear Physics, Almaty city, using Dinode experimental chamber. The incident energy of alpha particles was 24 MeV. The measurements were carried out using a pair of PIPS semiconductor detectors, the detectors were located at 90° to the beam axis from both sides. The target consisted of a layer of ^{232}Th with 40 mcg/cm² with 50mcg/cm² thick Al₂O₃ backing. "True" events selection was carried out by the pulse rise time and pulse length [6,7]. The electronics setup was such that only fission fragments from the same fission event were counted. Fragment identification was carried out using the 2E method. The effects of neutron evaporation were not taken into account. Since semiconductor detectors were used it is important to take into account Pulse Height Defect due to plasma effects in the detectors [8]. To compensate for it the method described in [9] was used.

3. Experimental results and analysis

Experimental results are shown with black color on figure 1. Experimentally measured mass yield $Y(m)$ was normalized to 200% and is shown in linear and in logarithmic scales, average total kinetic energy $\langle TKE \rangle(m)$ and its variance $\sigma_{\langle TKE \rangle}(m)$ are shown in linear scales. It can be seen that asymmetric yields are a major part of the total mass yield, the yield of symmetric fragments is lower and the final shape of the mass yield is formed mostly by the influence of shell effects. The peak of measured mass yield is located near $M_H \approx 138$ a.m.u, the peak of measured average total kinetic energy is near $M_H \approx 132$ a.m.u. which corresponds to double magic nuclei ^{132}Sn , the peak of variance of measured average total kinetic energy is near $M_H \approx 130$ a.m.u.

To decompose experimental yields into yields from separate fission modes the shape of a mass yield of a separate shell was assumed to be a gauss distribution. To evaluate goodness of the decomposition a χ^2 criteria was chosen and minimized to improve the accuracy of decomposition [11]:

$$\chi^2 = \sum_m \frac{(Y_{exp}(m) - Y_{tot}(m))^2}{Y_{err}(m)^2} + \sum_m \frac{(\langle TKE \rangle_{exp}(m) - \langle TKE \rangle_{tot}(m))^2}{\langle TKE \rangle_{err}(m)^2} + \sum_m \frac{(\sigma_{\langle TKE \rangle_{exp}}^2(m) - \sigma_{\langle TKE \rangle_{tot}}^2(m))^2}{\sigma_{\langle TKE \rangle_{err}}^2(m)^2};$$

$$Y_i(m) = A_{im} * e^{-\frac{(m-m_i)^2}{2*\sigma_{im}^2}};$$

$$\langle TKE \rangle_i(m) = A_{iTKE} * (1 - (1 - 2 * \frac{m}{A_{cn}})^2) * (1 + b_i * (1 - 2 * \frac{m}{A_{cn}})^2);$$

$$\sigma_{\langle TKE \rangle_i}^2(m) = p_i * \langle TKE \rangle_i^2(m);$$

$$Y_{tot}(m) = \sum_i Y_i(m);$$

$$\langle TKE \rangle_{tot}(m) = \sum_i \langle TKE \rangle_i(m) * \frac{Y_i(m)}{Y_{tot}(m)};$$

$$\sigma_{\langle TKE \rangle_{tot}}^2(m) = \sum_i \frac{Y_i(m)}{Y_{tot}(m)} * \sigma_{\langle TKE \rangle_i}^2(m)$$

$$+ \sum_{i,j} \frac{Y_i(m) * Y_j(m)}{Y_{tot}^2(m)} * (\langle TKE \rangle_i(m) - \langle TKE \rangle_j(m))^2, i < j;$$

where m - mass number, $Y_{exp}(m)$ - experimentally measured mass yield, $Y_{err}(m)$ - error in measurement mass yield, $Y_{tot}(m)$ - mass yield from decomposition, $\langle TKE \rangle_{exp}(m)$ - experimentally measured average total kinetic energy of fission fragments, $\langle TKE \rangle_{err}(m)$ - error in measurement of average total kinetic energy, $\langle TKE \rangle_{tot}(m)$ - average total kinetic energy from decomposition, $\sigma_{\langle TKE \rangle_{exp}}^2(m)$ - variance of experimentally measured average total kinetic energy of fission fragments, $\sigma_{\langle TKE \rangle_{err}}^2(m)$ - error in variance of experimentally measured average total kinetic energy of fission fragments, $\sigma_{\langle TKE \rangle_{tot}}^2(m)$ - variance of experimentally measured average total kinetic energy from decomposition, $Y_i(m)$ - mass yield of a separate fission mode, A_{im} - height of a peak of mass yield of a separate fission mode, m_i - position of a peak of mass yield of a separate fission mode, σ_{im}^2 - width of peak of mass yield of a separate fission mode, $\langle TKE \rangle_i(m)$ - peak average total kinetic energy of a separate fission mode, A_{iTKE} - height of a peak of an average total kinetic energy of a separate mode, A_{cn} - mass number of a composite nuclei, b_i - coefficient of deviation from quadratic dependency due to shell effects, at $b_i = 0$ - the dependency is quadratic, $\sigma_{\langle TKE \rangle_i}^2(m)$ - variance of average total kinetic energy of a separate fission mode, p_i - coefficient of proportionality between an average total kinetic energy of a separate mode and its variance[11].

Assuming certain shape of mass yield allows to decrease the number of parameters for decomposition (in contrast to the methodic proposed in [7]). Since variance of average total kinetic energy depends non-linearly on the difference between the averages of total kinetic energy it allows the current method to be very sensitive to even a small change in average total kinetic energy and allows to detect previously overlooked small yields from deformed shells.

The model proposed in [2] was used as a base for this analysis. Said model includes the following fission modes: mode S which corresponds to liquid droplet effects with peak yield at $A_{cn}/2$, mode S1 which is formed by the influence of closed nuclear shells Z50 and N82 in heavy fragment, mode S2 which is formed by the influence of deformed nuclear shell N88 in heavy fragment, and mode S3 which is formed by the influence of closed nuclear shells of N50 and Z28 in light fragment. This base have been improved. In the paper [10] it was shown that often instead of a closed shell Z50 a deformed shell Z52 takes its place. Using the current assumption about the shape of mass yield of a separate shell it is not possible to fit the experimental results using this standard model. The main source of disagreement between experimental data and decomposed data is the variance of average total kinetic energy which is the source of increased sensitivity pointing to the role of additional shells in the formation mass and energy yields of fission fragments. To rectify this disagreement and allow good fit between experimental and decomposed data additional shells were introduced in the decomposition of experimentally measured mass and energy yields. The review of the literature allowed to

link these additional shells to some theoretically predicted deformed shells and to some previously found in other reactions deformed shells after the finish of the decomposition.

The results of decomposition analysis is shown in figure 1. In the area of fission mode S1 three gauss shapes were used to describe the experimental results: for closed shell Z50 - position at $M_H \approx 130.5$ a.m.u. and peak height of $A_{im} = 0.45$ %, for deformed shell Z52 - position at $M_H \approx 133.4$ a.m.u. and peak height of $A_{im} = 0.405$ %, for closed shell N82 - position at $M_H \approx 134.5$ a.m.u. and peak height of $A_{im} = 0.095$ %. Width of a peak for shell Z50 was $\sigma_{im}^2 = 3.8$ a.m.u., for shell Z52 was $\sigma_{im}^2 = 3.45$ a.m.u., for shell N82 was $\sigma_{im}^2 = 3.4$ a.m.u. Close by position in mass shells Z52 and N82 were described by the same yield of peak average total kinetic energy of $\langle TKE \rangle_i \approx 194.5$ MeV, separate peak average total kinetic energy value was used for Z50 shell equal to $\langle TKE \rangle_i \approx 171.6$ MeV. For all these shells $b_i = 0$. For Z50 $p_i = 0.0015$, for Z52 and N82 both $p_i = 0.00133$. Variance of average total kinetic energy is higher for shells Z52 and N82 than for shell Z50. Deformed shell N88 (fission mode S2), using unchanged charge density hypothesis should be around $M_H \approx 144.2$ a.m.u. for $^{232}\text{Th}(\alpha, f)$ reaction, however experimentally measured data shows that the peak yield of heavy fragments is located near $M_H \approx 137-138$ a.m.u. Using the same hypothesis this position corresponds to deformed shell N84[3] in heavy fragment and deformed shell Z38 in light fragment [5].

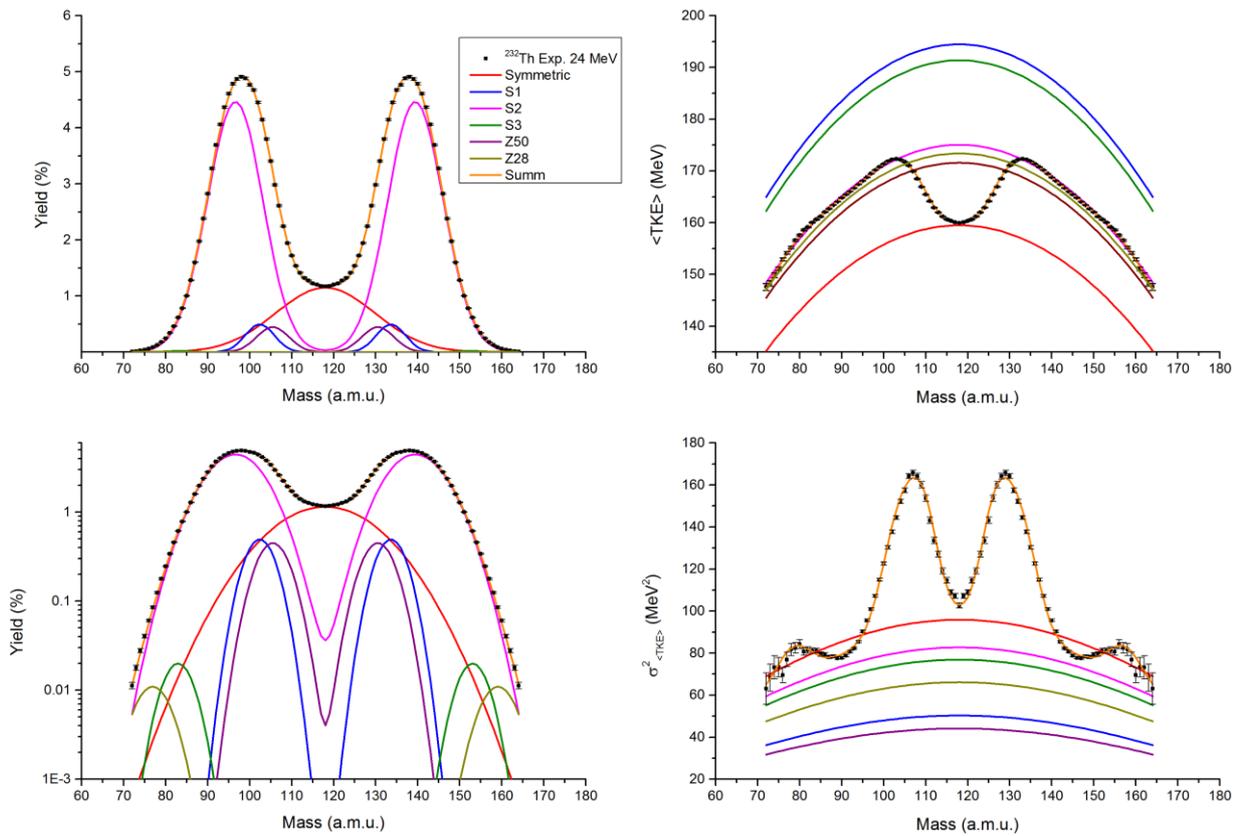


Figure 1. Experimentally measured mass and energy distributions of fission fragments of composite nuclei $^{236}\text{U}^*$, formed in $^{232}\text{Th}(\alpha, f)$ reaction at incident alpha particle energy of 24 MeV (in black) and decomposed into yields from separate fission modes (in colour).

This is why fission mode S2 is described as the sum of two gauss shapes: 1st shape with position at $M_H \approx 138.7$ a.m.u., peak height of $A_{im} = 4.0$ % and width of a peak $\sigma_{im}^2 = 6.3$ a.m.u. corresponding to deformed shell N84[3] in heavy fragment and deformed shell Z38 in light fragment [5], 2nd shape with position at $M_H \approx 144.6$ a.m.u., peak height of $A_{im} = 0.71$ % and width of a peak $\sigma_{im}^2 = 6.05$ a.m.u. corresponding to deformed shell N88 in heavy fragment [2] and deformed shell Z36 in light fragment [4,5]. Both shapes of deformed shells were described by the same values of peak average total kinetic energies $\langle TKE \rangle_i \approx 175.05$ MeV, $b_i = 0$, $p_i = 0.0027$. Fission mode S3 was also described as sum of two gauss shapes: 1st shape with position at $M_L \approx 82.95$ a.m.u., peak height of $A_{im} = 0.02$ %, width of a peak $\sigma_{im}^2 = 3.5$ a.m.u., peak average total kinetic energy $\langle TKE \rangle_i \approx 191.4$ MeV, $b_i = 0$, $p_i = 0.0021$ corresponding to closed shell N50 in light fragment [2], 2nd shape with position at $M_L \approx 76.9$ a.m.u., peak height of $A_{im} = 0.011$ % and width of a peak $\sigma_{im}^2 = 4.1$ a.m.u., peak

average total kinetic energy $\langle TKE \rangle_i \approx 173.4$ MeV, $b_i=0$, $p_i=0.0022$. The difference between position of Z28 in decomposition ($M_L \approx 76.9$) and position of Z28 from unchanged charge density hypothesis ($M_L \approx 71.8$) could be explained by the location of this shell at the edge of range of sensitivity of experiment. Liquid droplet effects which are described by fission mode S were described by a single gauss shape with position at $M=118$ a.m.u., peak height of $A_{im}=1.15$ %, peak width of $\sigma_{im}^2=11.8$ a.m.u., peak average total kinetic energy $\langle TKE \rangle_i \approx 159.5$ MeV, $b_i=0$, $p_i=0.00377$.

4. Conclusion

Mass and energy distributions of fission mass and energy distributions of fission fragments of composite nuclei $^{236}\text{U}^*$, formed in $^{232}\text{Th}(\alpha, f)$ reaction at incident alpha particle energy of 24 MeV, which is below the coulomb barrier of that reaction, were measured. The experimental data was decomposed into yields from separate fission modes using the assumption that mass yield of each shell has a gauss shape. That assumption and the usage of average total kinetic energy and its variance allowed to substantially increase sensitivity of the analysis and reveal the manifestation of previously predicted deformed shell. This method could be used in the future for the analysis of other reactions.

Acknowledgements: This research is funded by the Ministry of Energy of the Republic of Kazakhstan (Grant No. BR09158499, program "Development of complex scientific research in the field of nuclear and radiation physics on the basis of Kazakhstan accelerator complexes")

References

- [1.] Gikal K.B. *et al.*, Proton induced fission of ^{232}Th at intermediate energies, *Physics of Atomic Nuclei*, No. 9–10, Vol. 79, pp. 1367–1374 (2016)
- [2.] Brosa U. *et al.*, Nuclear Scission, *Phys. Rep.*, Vol. 197, Is. 4, pp. 167–262 (1990)
- [3.] Scamps G. & Simenel C., Impact of pear-shaped fission fragments on mass-asymmetric fission in actinides, *Nature*, Vol. 564, pp. 382–285 (2018)
- [4.] Kozulin E.M. *et al.*, Fission of $^{180,182,183}\text{Hg}^*$ and $^{178}\text{Pt}^*$ nuclei at intermediate excitation energies, *Phys. Rev. C*. 105, 014607 (2022)
- [5.] Bogachev A.A. *et al.*, Asymmetric and symmetric fission of excited nuclei of $^{180,190}\text{Hg}$ and $^{184,192,202}\text{Pb}$ formed in the reactions with ^{36}Ar and $^{40,48}\text{Ca}$ ions, *Phys. Rev. C*, 104, 024623 (2021)
- [6.] Kondratiev N.A., Mulgin S.I., Okolovich V.N., Rusanov A.Ya., Metod bystroy spektrometrii parnykh oskolokov deleniya s otborom sobytiiy po vremeni proleta, *Sov. J.: Prib. Tekh. Eksp.*, 62, 2 (1990)
- [7.] Mulgin S.I. *et al.*, The modal structure of fragment mass and energy yields from the 10.3-30.0 MeV proton induced fission of ^{232}Th and ^{235}U , *Nucl. Phys. A.*, Vol. 824, Is. 1–4, pp 1–23, (2009)
- [8.] Schmitt H.W. *et al.*, Precision Measurements of Correlated Energies and Velocities of ^{252}Cf Fission Fragments, *Phys. Rev.*, 137, B837 (1965)
- [9.] Mulgin S.I. *et al.*, Two-parametric method for silicon detector calibration in heavy ion and fission fragment spectrometry, *Nucl. Instrum. Methods A.*, Vol. 388, Is. 1–2, pp. 254–259 (1997)
- [10.] Bockstiegel C. *et al.*, Nuclear-fission studies with relativistic secondary beams: Analysis of fission channels, *Nucl. Phys. A.*, Vol. 802, Is. 1–4, pp. 12–25 (2008)
- [11.] Pan A.N. *et al.*, Shell effects in the fission of $^{236}\text{U}^*$ nuclei, formed in the reaction $^{232}\text{Th}(\alpha, f)$ at incident alpha particles energy of 29 MeV, *NNC RK Bulletin*, Is. 2, 94, pp. 4-7 (2023)

ASYMPTOTIC NORMALIZATION COEFFICIENT FOR $^{24}\text{Mg}+p\rightarrow^{25}\text{Al}$

E.Sh. Ikromkhonov¹ and K.I. Tursunmakhatov²

¹*Institute of Nuclear Physics, Tashkent, Uzbekistan*

²*Gulistan State University, Gulistan, Uzbekistan*

The angular distributions of the $^{24}\text{Mg}(^7\text{Li}, ^6\text{He})^{25}\text{Al}$ one proton transfer reaction leading to the ground state of ^{25}Al were measured at energy $E_{\tau_{\text{Li}}}=34$ MeV and they used to extract the spectroscopic factors of $^{24}\text{Mg}+p\rightarrow^{25}\text{Al}$ with the Distorted-Wave Born Approximation (DWBA) analysis [1]. In the present work, the analysis of the differential cross sections of the above mentioned proton transfer $^{24}\text{Mg}(^7\text{Li}, ^6\text{He})^{25}\text{Al}$ reaction has been performed within the modified DWBA [3] to obtain the “experimental” values of the asymptotic normalization coefficients (ANCs) for $^{24}\text{Mg}+p\rightarrow^{25}\text{Al}(0.0$ MeV). To determine the absolute values of the ANC in ^{25}Al , the ANC for $^7\text{Li}\rightarrow^6\text{He}+p$ was used the value of the asymptotic normalization coefficient, $C_{p\ ^6\text{He}}^2 = 5.76 \mp 0.17$ fm⁻¹, recommended in Ref. [2]. All calculations were carried out with the code DWUCK5 [4].

It was shown that the proton transfer $^{24}\text{Mg}(^7\text{Li}, ^6\text{He})^{25}\text{Al}$ reaction at energy $E_{\tau_{\text{Li}}}=34$ MeV was peripheral and the weighted mean value of the extracted ANC was found to be 5.82 ∓ 0.71 fm⁻¹ for $^{24}\text{Mg}+p\rightarrow^{25}\text{Al}(0.0$ MeV). The uncertainty involves the error arising because of a change of the $R(E, \theta; b_{p^{24}\text{Mg}})$ function at variation of the free parameter $b_{p^{24}\text{Mg}}$, where $b_{p^{24}\text{Mg}} = b_{p^{24}\text{Mg}}(r_0, a)$ in which r_0 and a are the geometry parameters of the Woods-Saxon potential, the uncertainty of the ANC for $^7\text{Li}\rightarrow^6\text{He}+p$ and the experimental errors for the differential cross section. The different optical potentials also were used in the calculation for estimation of the values of ANC for $^{24}\text{Mg}+p\rightarrow^{25}\text{Al}(0.0$ MeV) and their uncertainty.

The weighted mean value of the extracted values of the asymptotic normalization coefficients can be used for calculation of the astrophysical S factor of the $^{24}\text{Mg}(p, \gamma)^{25}\text{Al}$ reaction.

References

1. G.E. Moore, K.W. Kemper, and L.A. Charlton, Phys. Rev. C11, 1099 (1975)
2. K.I. Tursunmakhatov and E.Sh. Ikromkhonov, Int. Jour. Mod. Phys. 2350035 (2023), p.11
3. A.M. Mukhamedzhanov et al. Phys. Rev. C 56, 3, (1997)
4. P.D. Kunz, “Computer code DWUCK5” <http://spot.colorado.edu/kunz/DWBA.html>

REGULAR SOLVABILITY OF THE MIXED PROBLEM FOR AN INTEGRO-DIFFERENTIAL EQUATION WITH THE QUADRATE OF THE SHRÖDINGER OPERATOR

T.K. Yuldashev

Tashkent State University of Economics, Tashkent, Uzbekistan,
E-mail: tursun.k.yuldashev@gmail.com

Abstract

The problems of single-valued regular solvability and the construction of the solution of a mixed problem for nonlinear integro-differential equations that contain the square of the Shrödinger operator are studied. The method of a Fourier series based on the separation of variables is used. A countable system of nonlinear integral equations is obtained. Sufficient coefficient conditions for the unique regular solvability of the mixed problem are established. The method of successive approximations combined with the method of compressing mapping are applied.

Key words: mixed problem, nonlinear integro-differential equation, fourth order equation, square of the Shrödinger operator, regular solvability.

The problems faced in mechanics often turn out to be initial-boundary (mixed). Mixed problems in the theory of elasticity arise in the calculation of various machine parts and structural elements that are in interaction, in the calculation of foundations and foundations of structures [1]. Many mixed problems arise in hydrodynamics when solving problems of hydroelasticity.

In [2, 3], mixed problems for second-order linear differential equations of parabolic and hyperbolic types were studied. In works [4-9], mixed problems for nonlinear differential equations of the second and fourth orders were studied.

In the present paper, we consider questions of classical solvability and construction of a solution to a mixed problem for a nonlinear differential equation with a square of a Shrödinger operator. Differential and integro-differential Schrödinger equations occupy an important place in the study of problems in nuclear physics and elementary particle physics.

So, in the domain $\Omega \equiv (0, T) \times (0, l)$ we consider

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right)^2 U(t, x) = f \left(t, x, \int_0^T \int_0^l K(s, y) U(s, y) dy ds \right) \tag{1}$$

with initial

$$U(0, x) = \varphi_1(x), \quad U_t(0, x) = \varphi_2(x) \tag{2}$$

and boundary Dirichlet conditions

$$U(t, 0) = U(t, l) = U_{xx}(t, 0) = U_{xx}(t, l) = 0, \tag{3}$$

where $f(t, x, u) \in C(\bar{\Omega} \times R)$, $\varphi_i(x) \in C(\Omega_l)$, $0 < K(t, x) \in C(\bar{\Omega})$, $\varphi_i(0) = \varphi_i(l) = \varphi_i''(0) = \varphi_i''(l) = 0$, $i = 1, 2$, $\bar{\Omega} \equiv \Omega_T \times \Omega_l$, $\Omega_T \equiv [0, T]$, $\Omega_l \equiv [0, l]$, $0 < T < \infty$, $0 < l < \infty$, i is imaginary number.

Problem. It is required to find a function that satisfies the differential equation (1), initial conditions (2) and boundary conditions (3). Task. It is required to find a function that satisfies the differential equation (1), initial conditions (2) and boundary conditions (3).

We are looking for a solution to the problem (1)-(3) in the form of a series:

$$U(t, x) = \sum_{n=1}^{\infty} u_n(t) \cdot \mathcal{G}_n(x), \quad (t, x) \in \Omega, \tag{4}$$

where $u_n(t) = \int_0^l U(t, y) \mathcal{G}_n(y) dy$, $\mathcal{G}_n(x) = \sqrt{\frac{2}{l}} \sin \lambda_n x$, $\lambda_n = \frac{n\pi}{l}$, $n = 1, 2, \dots$

Substituting the Fourier series (4) into differential equation (1), we obtain the following countable system of nonlinear integral equations:

$$u_n(t) = w_n(t) + \int_0^t \int_0^l P_n(t, s) Qf \mathcal{G}_n(y) dy ds, \quad t \in \Omega_T, \tag{5}$$

where $Q\bar{a}(t) = \sum_{n=1}^{\infty} u_n(t) \cdot \mathcal{G}_n(x)$, $w_n(t) = \left[\varphi_{1n} + t \left(\lambda_n^2 \varphi_{1n} + \varphi_{2n} \right) \right] \cdot e^{-\lambda_n^2 t}$, $P_n(t, s) = (t-s) \cdot e^{-\lambda_n^2 (t-s)}$,

$$Qf = f \left(s, y, \int_0^T \int_0^l K(\theta, z) Q\bar{a}(\theta) dz d\theta \right).$$

Substituting countable system of nonlinear integral equations (5) into Fourier series (4), we obtain a formal solution to the mixed problem (1)-(3):

$$U(t, x) = \sum_{n=1}^{\infty} \mathcal{G}_n(x) \left[w_n(t) + \int_0^t \int_0^l P_n(t, s) Qf \mathcal{G}_n(y) dy ds \right].$$

In this work, the existence and uniqueness of a solution to the mixed problem (1)-(3) in the classical sense are proved.

References

- [1.] V. M. Aleksandrov and E. V. Kovalenko, Problems of Continuous Media Mechanics with Mixed Boundary Conditions. Moscow, Nauka, 1986. 336 p.
- [2.] V. A. Il'in, "On the solvability of mixed problems for hyperbolic and parabolic equations," Uspekhi Matem. Nauk, Vol. **15**, No. 2, P. 97-154 (1960).
- [3.] V. A. Chernyatin, Justification of the Fourier method in a mixed problem for partial differential equations. Moscow, MGU, 1992. 111 p.
- [4.] A. I. Vagabov, "Generalized Fourier Method for Solving Mixed Problems for Nonlinear Equations," Differ.Uravneniya, Vol. **32**, No. 1, P. 90-100 (1996).
- [5.] G. I. Chandirov, Mixed Problem for Quasilinear Equations of Hyperbolic Type, Diss. ... Doctor Phys.-Math. Sciences, 01.01.02. Baku, 1970. 248 p.
- [6.] K. Kh. Shabadikov, Investigation of solutions of mixed problems for quasilinear differential equations with a small parameter at the highest mixed derivative, Diss. ... Cand. Phys.-Math. Sciences, 01.01.02. Fergana, 1984. 156 p.
- [7.] Dyikanov G. A. Mixed problem for one nonlinear partial differential equation of the fourth order // Bulletin of Osh State University, 2017. No. 2. P. 41-48.
- [8.] T. K. Yuldashev, "Mixed problem for a nonlinear equation with a pseudoparabolic operator of high degree," Vestnik VoronezhGU. Series: Physics. Mathematics, No. 2, P. 277-295 (2013).
- [9.] T. K. Yuldashev, Generalized solvability of a nonlocal problem for a fourth-order integro-differential equation with a degenerate kernel // Bulletin of Osh State University, No. 4, P. 238-249 (2017).

ABOUT CORRELATIONS AMONG PARAMETERS OF TSALLIS DISTRIBUTION AS WELL AS HAGEDORN FUNCTION WITH TRANSVERSE FLOW IN PROTON-PROTON COLLISIONS AT LARGE HADRON COLLIDER

Khusniddin K. Olimov^{1,2}, Kobil A. Musaev¹, Igor A. Lebedev³, Anastasiya I. Fedosimova^{3,4}, Fu-Hu Liu⁵, Elena Dmitriyeva², Maratbek Z. Shodmonov¹, Azizjon M. Tokhirov¹, Bekhzod S. Yuldashev⁶

¹Physical-Technical Institute of Uzbekistan Academy of Sciences, Chingiz Aytmatov str. 2^b, 100084 Tashkent, Uzbekistan

²National University of Science and Technology MISIS (NUST MISIS), Almalyk branch, Almalyk, Uzbekistan

³Institute of Physics and Technology, Satbayev University, Almaty, Kazakhstan

⁴Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan,

⁵Institute of Theoretical Physics & Collaborative Innovation Center of Extreme Optics & State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Shanxi University, Taiyuan 030006, China

⁶Institute of Nuclear Physics of Uzbekistan Academy of Sciences, Tashkent, Uzbekistan

Abstract

The correlations among parameters of the thermodynamically consistent Tsallis distribution and Hagedorn function with embedded transverse flow, obtained from combined analysis of the experimental midrapidity transverse momentum spectra of the charged pions and kaons, protons and antiprotons as a function of the average charged-particle multiplicity density, $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$, measured by ALICE Collaboration at the LHC, have been analyzed in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2} = 7$ and 13 TeV.

Keywords: proton-proton collisions at the LHC; transverse momentum distributions of hadrons; Tsallis distribution; effective temperature; non-extensivity parameter q ; QCD-inspired Hagedorn function; Hagedorn function with embedded transverse flow; transverse flow; kinetic freeze-out temperature; exponent parameter n ; onset of deconfinement phase transition; Quark-gluon plasma (QGP)

1. Introduction

High-energy heavy-ion collisions at the Large Hadron Collider (LHC, CERN, Switzerland) and Relativistic Heavy-ion Collider (RHIC) at Brookhaven National Laboratory (USA) were used to produce the plasma of nearly free quarks and gluons, called Quark-gluon plasma (QGP). This hot and dense QGP matter, with extremely short life time of the order of 10^{-23} s, was deduced to behave almost as a perfect fluid with very low viscosity [1-4]. The produced QGP decays very rapidly into many hadrons via the process called hadronization. Then, the still hot and dense system of produced hadrons expands and cools down, going very swiftly through the chemical and kinetic freeze-out stages. At the chemical freeze-out, the hadrons stop interacting inelastically and the abundancies of different particle species get fixed. The temperature of the system at the chemical freeze-out, T_{ch} , and the corresponding chemical potential, μ , are extracted from analysis of the ratios of yields of various particle species using the thermal or statistical hadronization models [5-8]. At the final kinetic freeze-out, the particles of a fireball stop interacting elastically and their kinematical properties, such as their (transverse) momenta and energies, get “frozen”, not changing any more, followed by a free-stream of the final particles towards detectors. Therefore, the measured transverse momentum, p_t , distributions of the final particle species are analyzed to extract the thermodynamic and hydrodynamic properties of a system at the moment of kinetic freeze-out.

The present work [9] is an extension of our recent papers [10] and [11], which were devoted to investigation of evolution of the collective properties of $p+p$ collisions at $(s)^{1/2} = 7$ and 13 TeV with a change in the average charged-particle multiplicity density, $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$, through combined minimum χ^2 fits of the midrapidity p_t distributions of the charged pions and kaons, protons and antiprotons, measured by ALICE Collaboration [12, 13], using the thermodynamically consistent Tsallis distribution and Hagedorn function with embedded transverse flow. In Refs. [10] and [11], the $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ dependencies of the extracted parameters of the Tsallis distribution and Hagedorn function with the embedded transverse flow have been analyzed and interesting results on possible onset of deconfinement phase transition in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2}$

= 7 and 13 TeV obtained. The $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ values for possible onset of deconfinement phase transition and corresponding energy densities have been estimated and the dependence of the effective temperature, T , on $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ established in these collisions [10, 11]. However, the correlations among extracted parameters of the Tsallis distribution as well as Hagedorn function with embedded transverse flow have not been studied in these works [10, 11]. Such correlation analysis is extremely important to establish relationships between different parameters, including those, which characterize the collective properties of a system produced in high-energy proton-proton collisions. In present work [9], we investigate the correlations among parameters of the Tsallis distribution as well as Hagedorn function with embedded transverse flow, extracted recently in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2} = 7$ and 13 TeV in Refs. [10] and [11].

2. Analysis and results

To study the correlation between two sets of parameters x and y , we calculate the Pearson correlation coefficient as follows:

$$r_{xy} = \frac{\sum_{i=1}^n (x_i - \langle x \rangle) \cdot (y_i - \langle y \rangle)}{\sqrt{\sum_{i=1}^n (x_i - \langle x \rangle)^2 \cdot \sum_{i=1}^n (y_i - \langle y \rangle)^2}}, \quad (1)$$

where $\langle x \rangle = \frac{\sum_{i=1}^n x_i}{n}$ and $\langle y \rangle = \frac{\sum_{i=1}^n y_i}{n}$ are the mean values of the parameters x and y . The Pearson correlation coefficient, r_{xy} , being a statistical measure of a linear correlation between two sets of data, varies from -1 to $+1$. The values $r_{xy} = \pm 1$ imply that the relationship between x and y is perfectly described by a linear equation, and all data points (x_i, y_i) are lying on a line in XY plane. The value $r_{xy} = 0$ denotes an absence of a linear correlation between x and y . The positive and negative values of r_{xy} mean the positive and negative (linear) correlation, respectively, between x and y .

To estimate the uncertainty in the obtained r_{xy} values, we calculate the standard error of Pearson correlation coefficient as

$$s_r = \sqrt{\frac{1 - r_{xy}^2}{n - 2}}. \quad (2)$$

The formula in Eq. (2) is obtained from an assumption that the data are normally distributed and with the null hypothesis that there is a zero correlation between x and y .

As an example, Fig. 1 displays the dependencies of non-extensivity parameter, q , for the charged pions and kaons, protons and antiprotons on effective temperature parameter, T , of Tsallis function in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2} = 7$ and 13 TeV. As seen from orientations and shapes of 1-sigma confidence ellipses (correspond to 68% confidence level) and r_{xy} values in Figs. 1(a) and 1(b), the parameter q for the charged pions is strongly anticorrelated with parameter T with r_{xy} being close to -0.9 in both $p+p$ collisions at $(s)^{1/2} = 7$ and 13 TeV. This result is consistent with a strong negative correlation found in Ref. [14] between temperature, T , and $(q-1)$ for negative pions in $p+p$, $d+Au$, and $Au+Au$ collisions at $(s_{nn})^{1/2} = 200$ GeV at the RHIC. Quite strong negative correlation between Tsallis function parameters T and q for the charged pions in $Au+Au$ collisions at the RHIC and $Pb+Pb$ collisions at the LHC at wide energy range $(s_{nn})^{1/2} = 62-5020$ GeV was obtained in Ref. [15]. Figures 1(c) and 1(d) show quite weak correlation between parameter q for kaons and temperature parameter, T , in case of $p+p$ collisions at $(s)^{1/2} = 7$ TeV and almost no correlation with $r_{xy} \approx 0$ in case of $p+p$ collisions at $(s)^{1/2} = 13$ TeV. It follows from Figs. 1(e) and 1(f) that the character of a correlation between q for protons and antiprotons and T is totally opposite to that between the parameter q for the charged pions and T in Figs. 1(a) and 1(b). As observed from Figs. 1(e) and 1(f), the parameter q for protons and antiprotons is strongly positively correlated with parameter T with $r_{xy} \approx +1$ in both $p+p$ collisions at $(s)^{1/2} = 7$ and 13 TeV.

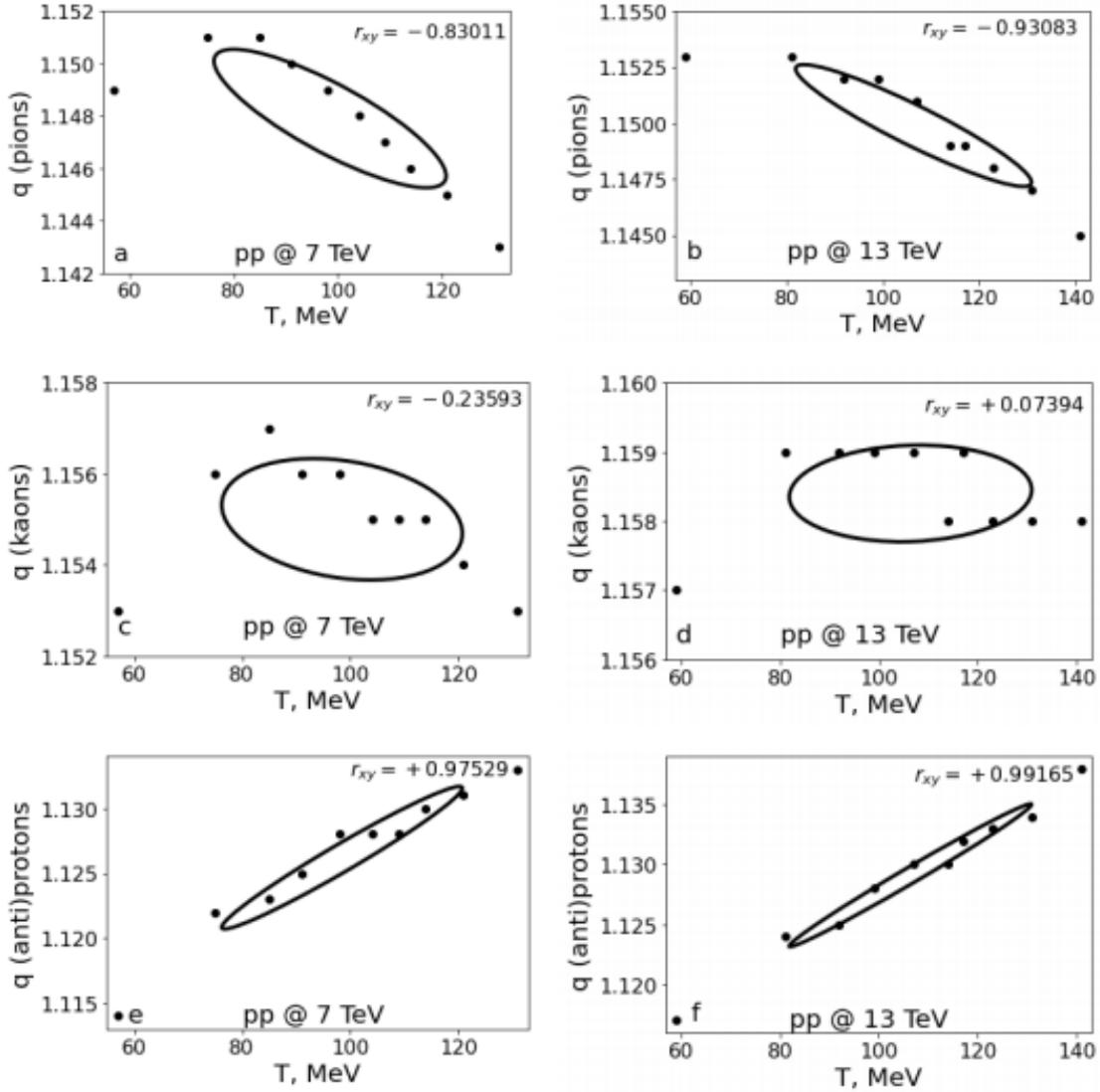


Fig. 1. The dependencies (●) of non-extensivity parameter, q , for the charged pions (a and b) and kaons (c and d), protons and antiprotons (e and f) on the effective temperature parameter T of the Tsallis distribution function in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2}=7$ and 13 TeV. The corresponding 1-sigma confidence ellipses are plotted. The corresponding Pearson correlation coefficients, r_{xy} , along with the standard errors are: -0.83 ± 0.20 (a); -0.93 ± 0.13 (b); -0.24 ± 0.34 (c); $+0.07\pm 0.35$ (d); $+0.98\pm 0.08$ (e); $+0.99\pm 0.05$ (f)

3. Summary and conclusions

We analyzed [9] the correlations among parameters of the thermodynamically consistent Tsallis distribution and Hagedorn function with embedded transverse flow, obtained from combined analysis of the experimental midrapidity ($|y|<0.5$) transverse momentum spectra of the charged pions and kaons, protons and antiprotons at ten groups of $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ in inelastic $p+p$ collisions at $(s)^{1/2}=7$ and 13 TeV, measured by ALICE Collaboration at the LHC. The correlations were studied by calculating the Pearson coefficient of a linear correlation, r_{xy} , between given two parameters and plotting the corresponding 1-sigma confidence ellipse, which covers a 68% confidence level.

We observed strong anticorrelation between the non-extensivity parameter, q , for the charged pions and effective temperature, T , of the Tsallis distribution with the corresponding Pearson correlation coefficient, r_{xy} , being close to -0.9 in both $p+p$ collisions at $(s)^{1/2}=7$ and 13 TeV. The correlation between parameter q for the charged kaons and T proved to be weak both in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2}=7$ and 13 TeV. In case of $p+p$ collisions at $(s)^{1/2}=13$ TeV the correlation was almost absent ($r_{xy}\approx 0$), being weaker than that in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2}=7$ TeV. In contrast with the strong anticorrelation between parameters q and T for pions, the q for protons and antiprotons proved to be strongly positively correlated with T with $r_{xy}\approx +1$ in both $p+p$ collisions at $(s)^{1/2}=7$ and 13 TeV.

A significant positive correlation between the q for the charged pions and q for the charged kaons was obtained in both $p+p$ collisions at $(s)^{1/2}=7$ and 13 TeV. The positive correlation was significantly larger in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2}=7$ TeV compared to that at $(s)^{1/2}=13$ TeV. The q for the charged pions was strongly anticorrelated with q for the protons and antiprotons in both collisions.

The significantly different behavior of the q (n) versus $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ dependencies in regions $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle < 6-7$ and $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle > 6-7$ was obtained for all studied particle species in both $p+p$ collisions at $(s)^{1/2}=7$ and 13 TeV.

The strong positive correlation between q for the charged pions and kaons and $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ was obtained in region $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle < 6$. In contrast with this, the q of these two particle species and $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ was strongly anticorrelated with $r_{xy} \approx -1$ in region $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle > 6$ in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2}=7$ TeV. The observed totally opposite correlations between q (pions and kaons) and $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ in regions $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle < 6$ and $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle > 6$ are consistent with the finding of Ref. [34] suggesting the possible onset of deconfinement phase transition at $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle \approx 6.1 \pm 0.3$. Contrary to the behavior of q versus $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ dependencies of pions and kaons, the non-extensivity parameter q for protons and antiprotons demonstrated a strong positive correlation with $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ with r_{xy} being close to +1 in both $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle < 6$ and $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle > 6$ regions in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2}=7$ TeV.

The correlation between exponent parameter n (for the charged pions and kaons) and $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ was significantly negative in region $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle < 6$ ($\langle dN_{ch}/d\eta \rangle < 7$) and strongly positive in region $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle > 6$ ($\langle dN_{ch}/d\eta \rangle > 7$) in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2}=7$ TeV ($(s)^{1/2}=13$ TeV). The observed opposite correlations between n (for pions and kaons) and $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ in regions $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle < 6$ ($\langle dN_{ch}/d\eta \rangle < 7$) and $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle > 6$ ($\langle dN_{ch}/d\eta \rangle > 7$) are consistent with and support the finding of Ref. [34] (Ref. [35]) suggesting the possible onset of deconfinement phase transition at $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle \approx 6.1 \pm 0.3$ ($\langle dN_{ch}/d\eta \rangle \approx 7.1 \pm 0.2$) in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2}=7$ TeV ($(s)^{1/2}=13$ TeV). In contrast with the behavior of n versus $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ dependencies for pions and kaons, the exponent parameter n for protons and antiprotons was strongly anticorrelated with $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ in both $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle < 6$ ($\langle dN_{ch}/d\eta \rangle < 7$) and $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle > 6$ ($\langle dN_{ch}/d\eta \rangle > 7$) regions in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2}=7$ TeV ($(s)^{1/2}=13$ TeV).

Completely opposite correlations between q (n) (for pions and kaons) and $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ observed in two regions of $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$, preceding and following the estimated $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ for a possible deconfinement phase transition, could possibly indicate a significant change in mechanisms of hadron production taking place at a probable crossover phase transition from a gas of hadrons to QGP state in both $p+p$ collisions at $(s)^{1/2}=7$ and 13 TeV.

Quite strong positive correlation between exponent parameter n for the charged pions and n for the charged kaons was obtained in both $p+p$ collisions at $(s)^{1/2}=7$ and 13 TeV. This result proved to be consistent with the significant positive correlation observed between parameter q for the charged pions and q for the charged kaons. This could be due to similarity of mechanisms of production of pions and kaons, which have a similar structure consisting of one quark and one antiquark, in high-energy collisions.

The substantial differences in the characters of parameter correlations observed for protons and antiprotons, on the one hand, and pions and kaons, on the other hand, could be due to significant differences in the quark structure and corresponding mechanisms of production of baryons and mesons in high-energy collisions.

Acknowledgement

The work of the coauthors from Kazakhstan, Uzbekistan, and China was supported by the Science Committee of the Ministry of Education and Science of the Republic of Kazakhstan (Grant No. AP14869032), Agency of Innovative Development of the Ministry of Higher Education, Science and Innovation of Uzbekistan (Grant № F3-20200929146), and by the National Natural Science Foundation of China (Grant № 11575103) and the Shanxi Provincial Natural Science Foundation (Grant № 201901D111043), respectively.

References

- [1] H. Song *et al.*, 200 A GeV Au+Au Collisions Serve a Nearly Perfect Quark-Gluon Liquid, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 192301 (2011).
- [2] P. Huovinen and P. Ruuskanen, Hydrodynamic Models for Heavy-ion Collisions, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **56**, 163 (2006).

- [3] B. Muller and J. L. Nagle, Results from the Relativistic Heavy-ion Collider, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* **56**, 93 (2006).
- [4] Braun-Munzinger, P.; Koch, V.; Schäfer, T.; and Stachel, J. Properties of hot and dense matter from relativistic heavy-ion collisions. *Phys. Rept.* **2016**, 621, 76. arXiv:1510.00442 [nucl-th].
- [5] ALICE Collab. (B. Abelev *et al.*), Centrality dependence of π , K , and p production in Pb-Pb collisions at $(s_{nn})^{1/2}=2.76$ TeV, *Phys. Rev. C* **88**, 044910 (2013), arXiv: 1303.0737 [hep-ex].
- [6] A. Adronic *et al.*, The thermal model on the verge of the ultimate test: particle production in Pb–Pb collisions at the LHC, *J. Phys. G* **38**, 124081 (2011).
- [7] A. Adronic, P. Braun-Munzinger, and J. Stachel, Thermal hadron production in relativistic nuclear collisions: The hadron mass spectrum, the horn, and the QCD phase transition, *Phys. Lett. B* **673**, 142 (2009).
- [8] J. Cleymans and K. Redlich, Unified Description of Freeze-Out Parameters in Relativistic Heavy-ion Collisions, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5284 (1998).
- [9] Khusniddin K. Olimov *et al.*, Correlations among parameters of the Tsallis distribution and Hagedorn function with embedded transverse flow in proton-protons collisions at $(s)^{1/2} = 7$ and 13 TeV, *Eur. Phys. Journ. Plus* **138**, 414 (2023). <https://doi.org/10.1140/epjp/s13360-023-04037-7>
- [10] Khusniddin K. Olimov, Fu-Hu Liu, Kobil Musaev, Maratbek Shodmonov, Multiplicity Dependencies of Midrapidity Transverse Momentum Distributions of Identified Charged Particles in Proton-Proton Collisions at $(s)^{1/2} = 7$ TeV at the LHC, *Universe* **8**, 174 (2022). <https://doi.org/10.3390/universe8030174>
- [11] Kh.K. Olimov *et al.*, Multiplicity dependencies of midrapidity transverse momentum spectra of identified charged particles in $p+p$ collisions at $(s)^{1/2}=13$ TeV at LHC, *Int. J. Mod. Phys. A* **36**, 2150149 (2021). <https://doi.org/10.1142/S0217751X21501499>
- [12] ALICE Collab. (S. Acharya *et al.*), Multiplicity dependence of light flavor hadron production in pp collisions at $(s_{nn})^{1/2}=7$ TeV, *Phys. Rev. C* **99** (2), 024906 (2019), arXiv: 1807.11321v2 [nucl-ex].
- [13] ALICE Collab. (S. Acharya *et al.*), Multiplicity dependence of π , K , and p production in pp collisions at $(s)^{1/2}=13$ TeV, *Eur. Phys. J. C* **80**, 693 (2020), arXiv: 2003.02394v1 [nucl-ex].
- [14] G. Wilk and Z. Włodarczyk, Power-laws in elementary and heavy-ion collisions. A story of fluctuations and nonextensivity? *Eur. Phys. J. A* **40**, 299 (2009).
- [15] R. N. Patra, B. Mohanty, T. K. Nayak, Centrality, transverse momentum and collision energy dependence of the Tsallis parameters in relativistic heavy-ion collisions, *Eur. Phys. J. Plus* **136**, 702 (2021). <https://doi.org/10.1140/epjp/s13360-021-01660-0>

PARTICLE SPECIES, CENTRALITY AND COLLISION ENERGY DEPENDENCIES OF THE AVERAGE TRANSVERSE MOMENTA OF IDENTIFIED CHARGED PARTICLES IN HIGH-ENERGY HEAVY-ION COLLISIONS

Khusniddin K. Olimov^{1,2}, Shakhnoza Z. Kanokova¹, Igor A. Lebedev³, Anastasiya I. Fedosimova^{3,4}, Fu-Hu Liu⁵, Boburbek J. Tukhtaev¹, Azizjon M. Tokhirov¹, Shokhida A. Khudoyberdieva¹

¹Physical-Technical Institute of Uzbekistan Academy of Sciences, Chingiz Aytmatov str. 2^b, 100084 Tashkent, Uzbekistan

²National University of Science and Technology MISIS (NUST MISIS), Almalyk branch, Almalyk, Uzbekistan

³Institute of Physics and Technology, Satbayev University, Almaty, Kazakhstan

⁴Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan,

⁵Institute of Theoretical Physics & Collaborative Innovation Center of Extreme Optics & State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Shanxi University, Taiyuan 030006, China

Abstract

The experimental spectra of the average transverse momentum, $\langle p_t \rangle$, versus the average number of participant nucleons, $\langle N_{part} \rangle$, dependencies of the identified charged particles at midrapidity in Au+Au collisions from the Beam Energy Scan (BES) program at the RHIC in $(s_{nn})^{1/2} = 7-39$ GeV energy range have been described very well with the proposed simple power model function. The results have been compared with those obtained earlier in Au+Au and Pb+Pb collisions at the RHIC and LHC in $(s_{nn})^{1/2} = 62-5020$ GeV energy interval.

Keywords: Heavy-ion collisions at the RHIC; average transverse momenta of particles; flattening of the average p_t ; mechanisms of particle production; onset of deconfinement phase transition; mixed phase of QGP and hadrons

Introduction

In present work we study the particle species and collision energy dependencies of an important variable – the average transverse momentum ($\langle p_t \rangle$) of identified charged particles in Au+Au collisions from the BES program at the RHIC in $(s_{nn})^{1/2} = 7-39$ GeV energy range. This variable was first proposed by Van Hove [1] to identify the deconfinement phase transition in high energy proton-antiproton collisions with an anomalous behavior – a plateau-like structure of the average transverse momentum as a function of multiplicity of hadrons. Van Hove suggested [1] that the observed flattening of dependence of the experimental average transverse momentum at midrapidity versus the particle multiplicity per unit rapidity should indicate the deconfinement phase transition (the growth of entropy density at constant temperature) in a system with high energy density. Initially Van Hove's idea was suggested to investigate the correlations between $\langle p_t \rangle$ and hadron multiplicity in high-energy proton-antiproton collisions [1,2]. Nowadays we can analyze such correlations in high-statistics heavy-ion collisions at the RHIC and LHC energies [3-7].

In Ref. [6] the experimental spectra of $\langle p_t \rangle$ versus the average pseudorapidity multiplicity density, average number of binary collisions ($\langle N_{coll} \rangle$), and the average number of participant nucleons ($\langle N_{part} \rangle$) dependencies of the identified charged particles at midrapidity in Au+Au and Pb+Pb collisions at RHIC and LHC in $(s_{nn})^{1/2} = 62-5020$ GeV energy interval were reproduced very well with the proposed simple power model function. The degree of flattening of $\langle p_t \rangle$ of the charged pions and kaons, protons and antiprotons in heavy-ion collisions at RHIC and LHC in $(s_{nn})^{1/2} = 62-5020$ GeV energy range were investigated from analysis of the dependencies of the extracted exponent parameter α of the simple power function on the particle species and collision energy $(s_{nn})^{1/2}$. The coincidence of the parameter α for pions and kaons in Pb+Pb collisions at $(s_{nn})^{1/2} = 5.02$ TeV, reflecting practically identical shapes of $\langle p_t \rangle$ versus the average pseudorapidity multiplicity density, $\langle N_{coll} \rangle$, and $\langle N_{part} \rangle$ spectra for pions and kaons in these collisions, was obtained. This result was interpreted as being due to the creation of the highly thermalized QGP, where the difference between u , d , and s flavors almost disappears, which results in the similar mechanisms of production of pions and kaons in Pb+Pb collisions at $(s_{nn})^{1/2} = 5.02$ TeV.

In present work we have performed the minimum χ^2 fits of the experimental dependencies [7] of the average transverse momentum ($\langle p_t \rangle$) on $\langle N_{part} \rangle$ of the charged pions, charged kaons, and protons+antiprotons, produced at midrapidity ($|\eta| < 0.1$) in Au+Au collisions at $(s_{nn})^{1/2}=7.7, 11.5, 19.6, 27,$ and 39 GeV, with the proposed simple power model function:

$$\langle p_t \rangle = C \cdot \langle N_{part} \rangle^\alpha, \quad (1)$$

where α is the exponent parameter, C is the fitting constant, and $\langle N_{part} \rangle$ is the average number of participant nucleons.

Analysis and results

The minimum χ^2 fit curves along with the experimental $\langle p_t \rangle$ versus $\langle N_{part} \rangle$ dependencies, obtained [7] by STAR Collaboration at midrapidity in Au+Au collisions from BES program, are shown in Fig. 1. As seen from Fig. 1, the simple power function in Eq. (1) reproduces very well all the studied experimental $\langle p_t \rangle$ versus $\langle N_{part} \rangle$ dependencies.

Figure 2 shows the collision energy, $(s_{nn})^{1/2}$, dependencies of the power parameter α for the charged pions, charged kaons, protons+antiprotons produced at midrapidity in Au+Au collisions at BES energies, extracted in present work. The corresponding results, obtained in Ref. [6] from analysis of the experimental $\langle p_t \rangle$ data of STAR Collaboration for midrapidity Au+Au collisions at $(s_{nn})^{1/2}=62.4, 130$ and 200 GeV, and those of ALICE collaboration for midrapidity Pb+Pb collisions at $(s_{nn})^{1/2}=2.76$ and 5.02 TeV, are also presented in Fig. 2 for a comparison. As observed from Fig. 2, we have $\alpha(\text{pion}) < \alpha(\text{kaon}) < \alpha(\text{anti)proton}$ inequality in the whole BES energy range. A similar hadron mass dependence for the parameter α of the simple power function was obtained in Ref. [6] from analysis of the experimental $\langle p_t \rangle$ data of STAR Collaboration for midrapidity Au+Au collisions at $(s_{nn})^{1/2}=62.4, 130$ and 200 GeV, and those of ALICE collaboration for midrapidity Pb+Pb collisions at $(s_{nn})^{1/2}=2.76$ and 5.02 TeV. Since the degree of flattening of the spectrum rises as exponent α approaches zero, the largest degree of flattening is observed for the pion spectra – hadrons with the lowest mass, and the lowest degree of flattening is obtained for (anti)protons – hadrons with the largest mass among the studied particles. As observed from Fig. 2, the α values (and corresponding degree of flattening) of kaon spectra are located in between those for pions and (anti)protons at the BES energy range. As stated in Ref. [6], the power parameter α should contain the combined information for both the degree of thermalization and particle production mechanism(s). Then we can understand that the pions, hadrons with the lowest production threshold energy, should have the largest degree of thermalization and thermalize at the significantly smaller system temperature (smaller energy density) compared to kaons and (anti)protons, which are characterized by the significantly larger production threshold energies. This can be seen from the observed higher degree of flattening, reflected by the smaller α values, of the charged pion spectra in Fig. 1 compared to those for the charged kaons and (anti)protons.

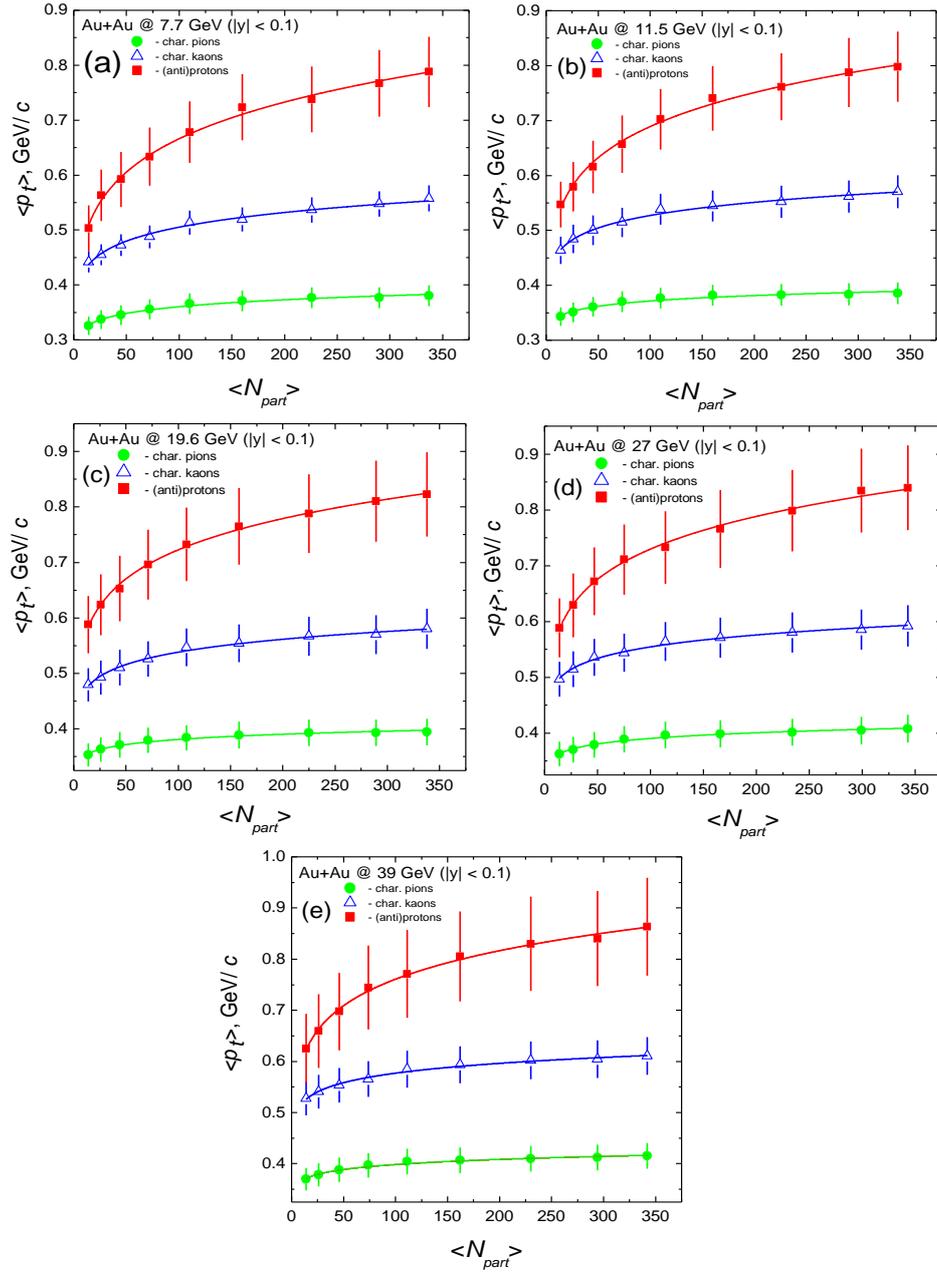


Fig. 1. Minimum χ^2 fits (solid curves) with the simple power model function (Eq. (1)) of the experimental average transverse momentum, $\langle p_t \rangle$, versus $\langle N_{part} \rangle$ dependencies for the charged pions, charged kaons, protons+antiprotons produced at midrapidity ($|y| < 0.1$) in Au+Au collisions at $(s_{nn})^{1/2} = 7.7$ (a), 11.5 (b), 19.6 (c), 27 (d), and 39 (e) GeV. The vertical errors are combined systematic and statistical errors (added in quadrature). The combined errors are dominated by the systematic uncertainties.

Figure 2 shows the clear dependencies of the exponent α on collision energy, $(s_{nn})^{1/2}$, for the charged pions, charged kaons, and (anti)protons in Au+Au collisions at BES energy range, $(s_{nn})^{1/2} = 7-39$ GeV. Generally, the power parameter α for the charged kaons, and (anti)protons shows a noticeable decreasing behavior with increasing collision energy from $(s_{nn})^{1/2} = 7$ to 39 GeV. For the charged pions, as observed from Fig. 2, the exponent parameter α decreases quite weakly in range $(s_{nn})^{1/2} = 7-19$ GeV and then remains constant within uncertainties in region $(s_{nn})^{1/2} = 19-39$ GeV, and further up to 62 GeV. It is necessary to mention that in Ref. [7] STAR Collaboration obtained a linear increase in pion yields as a function of collision energy, $(s_{nn})^{1/2}$, in range up to around 19.6 GeV with a subsequent kink structure seen at about 19.6 GeV. It was interpreted [7] as a substantial change in particle production mechanism in Au+Au collisions at $(s_{nn})^{1/2} \approx 19.6$ GeV. The energy

dependence of pion yields has changed a slope: the slope below 19.6 GeV is significantly different from that above 19.6 GeV [7]. It agrees with the significant change of the $(s_{nn})^{1/2}$ dependence of the power parameter α for the charged pions obtained at $(s_{nn})^{1/2} \approx 19.6$ GeV in Fig. 2 in present work.

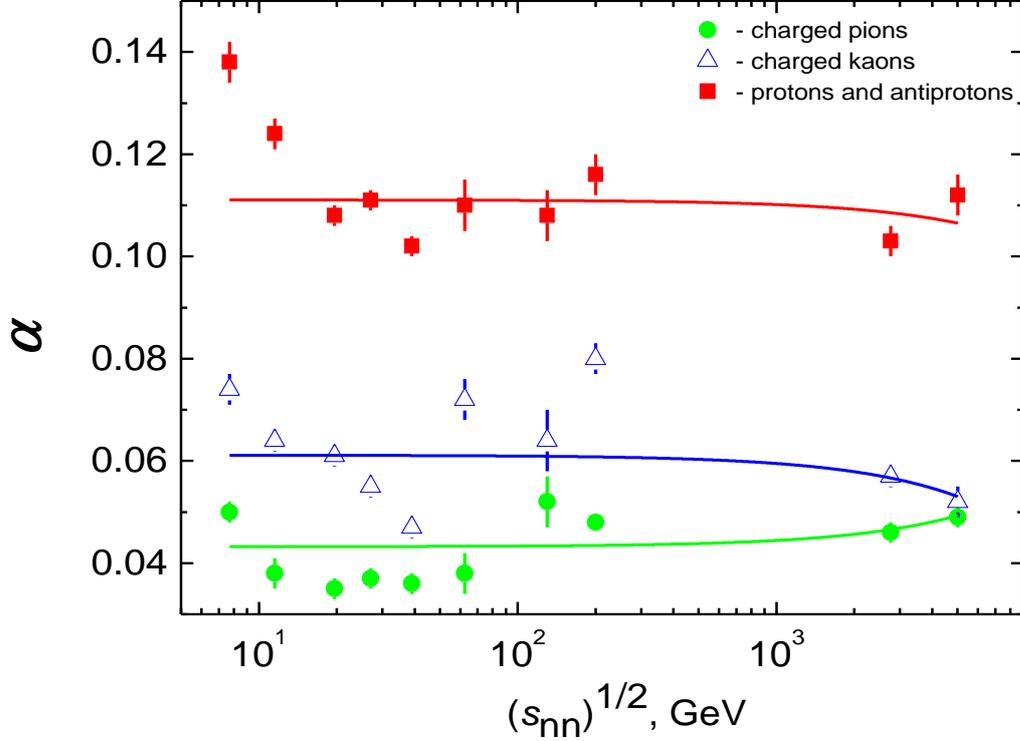


Fig. 2. The dependence on collision energy $(s_{nn})^{1/2}$ of the exponent parameter α for the charged pions, charged kaons, protons+antiprotons, extracted in present work from minimum χ^2 fits by $\langle p_t \rangle = C \cdot \langle N_{part} \rangle^\alpha$ (Eq. (1)) function of the experimental midrapidity $\langle p_t \rangle$ versus $\langle N_{part} \rangle$ dependencies of the charged pions and kaons, protons+antiprotons in Au+Au collisions in $(s_{nn})^{1/2} = 7-39$ GeV energy range. The corresponding results, obtained in Ref. [6] from analysis of the experimental $\langle p_t \rangle$ data of STAR Collaboration for midrapidity Au+Au collisions at $(s_{nn})^{1/2} = 62.4, 130$ and 200 GeV, and those of ALICE collaboration for midrapidity Pb+Pb collisions at $(s_{nn})^{1/2} = 2.76$ and 5.02 TeV, are presented for a comparison. For guiding the eyes, the spectra are fitted (solid curves) by a linear function $y = Ax + B$. The straight lines appear as the solid curves because of the logarithmic scale on the horizontal x axis.

Even though the exponent α demonstrates generally a decrease with an increase in $(s_{nn})^{1/2}$ energy for both charged kaons and (anti) protons in $(s_{nn})^{1/2} = 7-39$ GeV energy range, the small kinks are observed in regions 19–27 GeV and 11–19 GeV in Fig. 2 for (anti)protons and the charged kaons, respectively. Figure 2 demonstrates that the power parameter α for (anti)protons does not change within uncertainties in the wide energy range $(s_{nn})^{1/2} = 62-5020$ GeV. In present work we observe that parameter α for the charged kaons increases substantially in region $(s_{nn})^{1/2} = 39-62$ GeV after an overall decrease in range $(s_{nn})^{1/2} = 7-39$ GeV, which can also reflect a significant change in production mechanism(s) of the charged kaons in Au+Au collisions at $(s_{nn})^{1/2} \approx 39-50$ GeV. We observe the anticorrelated behavior of the parameter α for the charged pions and charged kaons in regions $(s_{nn})^{1/2} \approx 62-130$ GeV and $(s_{nn})^{1/2} \approx 62-130$ GeV: in these two regions an increase of the parameter α for one particle species goes along with a decrease of the α for the second particle species, and vice versa.

Figure 2 shows that with an increase in $(s_{nn})^{1/2}$ in region $(s_{nn})^{1/2} > 200$ GeV, the exponent α for charged kaons approaches that for charged pions, with the parameter α for kaons coinciding with that for pions at the largest collision energy $(s_{nn})^{1/2} = 5.02$ TeV. The coincidence of the power parameter α for pions and kaons, produced at midrapidity in Pb+Pb collisions at $(s_{nn})^{1/2} = 5.02$ TeV, reflecting practically identical shapes of $\langle p_t \rangle$ versus $\langle N_{part} \rangle$, $\langle \frac{dN_{ch}}{d\eta} \rangle$, and $\langle N_{coll} \rangle$ spectra for pions and kaons, was obtained in Ref [6]. This

result was interpreted [6] as being due to production of the highly thermalized QGP, in which the difference among u , d , and s flavors practically disappears, which leads to the similar mechanisms of production of pions and kaons in Pb+Pb collisions at $(s_{nn})^{1/2}=5.02$ TeV at the Large Hadron Collider.

Acknowledgement

The work of the coauthors from Kazakhstan, Uzbekistan, and China has been supported by the Science Committee of the Ministry of Education and Science of the Republic of Kazakhstan (Grant No. AP14869032), Agency of Innovative Development of the Ministry of Higher Education, Science and Innovations of Uzbekistan (Grant № F3-20200929146), and by the National Natural Science Foundation of China (Grant № 11575103) and the Shanxi Provincial Natural Science Foundation (Grant № 201901D111043), respectively.

References

- [1.] L. Van Hove, *Phys. Lett. B* **118**, 138 (1982).
- [2.] M.I. Gorenstein *et al.*, *Phys. Lett. B* **567**, 175 (2003).
- [3.] STAR Collab. (B. I. Abelev *et al.*), *Phys. Rev. C* **79**, 034909 (2009).
- [4.] ALICE Collab. (B. Abelev *et al.*), *Phys. Rev. C* **88**, 044910 (2013), arXiv: 1303.0737v3 [hep-ex].
- [5.] ALICE Collab. (S. Acharya *et al.*), *Phys. Rev. C* **101**, 044907 (2020), arXiv: 1910.07678v2 [nucl-ex].
- [6.] Khusniddin K. Olimov, Fu-Hu Liu, Kobil A. Musaev, Alisher K. Olimov, Boburbek J. Tukhtaev, Nasir Sh. Saidkhanov, Bekhzod S. Yuldashev, Kosim Olimov and Kadyr G. Gulamov, “Particle species and collision energy dependencies of the midrapidity average transverse momenta of identified charged particles in Au + Au and Pb + Pb collisions in $(s_{nn})^{1/2} = 62-5020$ GeV energy range”, **International Journal of Modern Physics E Vol. 30, No. 04, 2150029 (2021)**. <https://www.worldscientific.com/doi/abs/10.1142/S0218301321500294>
- [7.] STAR Collaboration, L. Adamczyk *et al.*, Bulk Properties of the Medium Produced in Relativistic Heavy-Ion Collisions from the Beam Energy Scan Program, *Phys. Rev. C* **96**, 044904 (2017), arXiv:1701.07065 [nucl-ex].

EVOLUTION OF MIDRAPIDITY TRANSVERSE MOMENTUM DISTRIBUTIONS OF CHARGED PARTICLES IN Xe+Xe AND Pb+Pb COLLISIONS AT THE LHC

Khusniddin K. Olimov^{1,2}, Maratbek Z. Shodmonov¹, Fu-Hu Liu³, Anastasiya I. Fedosimova^{4,5}, Igor A. Lebedev⁵, Airton Deppman⁶, Kobil A. Musaev¹, Boburbek J. Tukhtaev¹, Shokhida A. Khudoyberdieva¹, Azizjon M. Tokhirov¹, Bekhzod S. Yuldashev⁷

¹ Physical-Technical Institute of Uzbekistan Academy of Sciences, Chingiz Aytmатов str. 2b, 100084 Tashkent, Uzbekistan

² National University of Science and Technology MISIS (NUST MISIS), Almalyk branch, Almalyk, Uzbekistan

³ Institute of Theoretical Physics & Collaborative Innovation Center of Extreme Optics & State Key Laboratory of Quantum Optics and Quantum Optics Devices, Shanxi University, Taiyuan 030006, China

⁴ Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan; info@inp.kz

⁵ Institute of Physics and Technology, Satbayev University, Almaty, Kazakhstan; info_ipt@mail.ru

⁶ Instituto de Física, Universidade de São Paulo, São Paulo 05580-090, SP, Brazil

⁷ Institute of Nuclear Physics, Tashkent, Uzbekistan

It is one of the main goals of the modern experiments at the RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider, Brookhaven, USA) and LHC (Large Hadron Collider, CERN, Switzerland) to produce in collisions of high-energy heavy ions and investigate in detail the Quark-Gluon Plasma (QGP) - the plasma state of almost free quarks and gluons. Initially produced QGP expands hydrodynamically at extremely high speed, reaching, one after the other, the chemical and kinetic freeze-out stages, respectively, which fixes the hadron abundances (yields) and final momenta of hadrons, respectively. Because of extremely short lifetime of QGP, it is impossible to detect and measure its properties directly. Therefore, to extract precious information on QGP and its evolution with changing collision energy and centrality, one has to analyze the yields, properties and transverse momentum or/and (pseudo)rapidity spectra of the final particles with the help of efficient theoretical and phenomenological models. Pions, kaons, and (anti)protons account for the predominantly largest part of the final particles produced in high-energy collisions at the RHIC and LHC. Therefore, production of these particles, consisting of light (u , d , and s) quarks, has been studied quite extensively to deduce valuable information on the evolution and properties of produced hot and dense matter, and mechanisms of particle production at high energy collisions.

In Refs. [1,2] we have analyzed successfully the midrapidity transverse momentum (p_t) distributions of the charged pions and kaons, protons and antiprotons, measured by ALICE Collaboration at various centrality classes of Xe+Xe collisions at $(s_{nn})^{1/2}=5.44$ TeV and Pb+Pb collisions at $(s_{nn})^{1/2}=5.02$ TeV, applying combined minimum χ^2 fits with the thermodynamically non-consistent as well as thermodynamically consistent Tsallis function with transverse flow. We have estimated the threshold border values of $\langle N_{part} \rangle$, $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$, and $\langle \beta_t \rangle$ for a crossover transition from a dense hadronic state to the QGP phase (or mixed phase of QGP and hadrons) in Xe+Xe collisions at $(s_{nn})^{1/2}=5.44$ TeV and Pb+Pb collisions at $(s_{nn})^{1/2}=5.02$ TeV. The ratio (1.61 ± 0.24) of the estimated border values of $\langle N_{part} \rangle$ in Pb+Pb collisions at $(s_{nn})^{1/2}=5.02$ TeV and Xe+Xe collisions at $(s_{nn})^{1/2}=5.44$ TeV has coincided with the ratio (1.59 ± 0.24) of the corresponding $\langle dN_{ch}/d\eta \rangle$ in these two collision types, and with the ratio of the mass numbers of the corresponding ^{208}Pb and ^{132}Xe nuclei equal to $\frac{A(208\text{Pb})}{A(132\text{Xe})} \approx 1.58$. The non-extensivity parameter q demonstrates a systematic decrease with increasing $\langle N_{part} \rangle$ (collision centrality) for all studied particle species in both Xe+Xe and Pb+Pb collisions at the LHC, implying an increase in system thermalization with increasing centrality of heavy-ion collisions at high energies. The gap between $q(\text{mesons})$ and $q(\text{baryons})$ decreases with an increase in collision centrality, and $q(\text{mesons})$ practically coincides within uncertainties with $q(\text{baryons})$ in central Xe+Xe and Pb+Pb collisions with large $\langle N_{part} \rangle$ values at the LHC. This could indicate quite large degree of equilibrium and thermalization of QGP produced in central Xe+Xe and Pb+Pb collisions with large $\langle N_{part} \rangle$ values.

The work has been supported by the Agency of Innovative Development of the Ministry of Higher Education, Science and Innovations of Uzbekistan within the fundamental project № F3-20200929146 on analysis of open data on heavy-ion collisions at the LHC.

Keywords: Heavy-ion collisions at the LHC; system thermalization and equilibrium; chemical and kinetic freeze-out; phase transition from dense hadronic matter into Quark-gluon plasma (QGP)

References

- [1.] Kh. K Olimov *et al.*, Study of midrapidity p_t distributions of identified charged particles in Xe+Xe collisions at $(s_{nn})^{1/2}=5.44$ TeV using non-extensive Tsallis statistics with transverse flow, *Modern Physics Letters A* **37**, 2250095 (2022).
<https://doi.org/10.1142/S021773232250095X>
- [2.] Kh. K Olimov *et al.*, Midrapidity p_T Distributions of Identified Charged Particles in Pb + Pb Collisions at $(s_{nn})^{1/2}= 5.02$ TeV Using Tsallis Distribution with Embedded Transverse Flow, *Universe* **8**, 401 (2022).
<https://doi.org/10.3390/universe8080401>

ИССЛЕДОВАНИЕ ЦЕНТРАЛЬНЫХ dC-, cC- И cTA-СОУДАРЕНИЙ ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,2 А ГЭВ/С

Косим Олимов¹, Рахматулла Бекмирзаев², Мамадали Султанов³, Сухроб Юлдашев⁴, Севинч Тургунова², Кодиржон Худайбердиев²

¹Физика –технический институт, АН РУз, Республики Узбекистан, Ташкент.

²Джизакский государственный педагогический университет, Джизак.

³Самаркандский архитектурно-строительный университет, Самарканд.

⁴Самаркандский государственный университет, Самарканд.

Числом первичных внутриядерных столкновений отличаются центральность или не центральность адрон и ядро –ядерных взаимодействий. В центральных взаимодействиях должна происходить концентрация нуклонов-участников в центральной области быстрой из-за многократных рассеяний нуклонов внутри ядра, т.е. можно ожидать преимущественное рождение нуклонов в областях фрагментации ядер. С уменьшением параметра удара увеличивается количество первичных столкновений и число каскадных взаимодействий в ядрах-остатках и поэтому выход нуклонов в областях фрагментаций ядер должен быть минимальным. Поэтому согласно КИМ должно происходить изменение формы спектров нуклонов в областях фрагментации ядер. Расчеты, представленные в [1-2] подтверждают это рассуждение. Однако в эксперименте наблюдается обратная картина – с увеличением центральности соударений относительно возрастает выход протонов в центральной области, а не в областях фрагментации ядер. Поэтому интересно изучить выходов ядерных реакций при разных интервалах быстрой вторичных адронов.

Экспериментальный материал получен с помощью двухметровой пропановой пузырьковой камеры, облученный пучками ядер дейтрона (²H), α -частиц и углерода (¹²C) с импульсом 4,2 ГэВ/с на нуклон на синхрофазотрона ЛВЭ ОИЯИ. Они включают в себя информацию о типах вторичных частиц и их кинематических характеристиках. Методические вопросы эксперимента рассмотрены в [3]. Экспериментальный материал систематически сравнен с модельными представлениями полученных в рамках кварк-глюонной струнной модели (КГСМ), адаптированной к промежуточным энергиям.

Получены средние множественности отрицательных пионов и протонов-участников, а также средние значения быстрой и поперечного импульса π -мезонов в dC-, cC- и cTa-столкновениях при 4,2 ГэВ/с на нуклон, наблюдаемые, как в эксперименте, так и в КГСМ.

Сравнение быстрых распределений отрицательных пионов, образованных в dC-, cC- и cTa-столкновениях при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон, полученных в эксперименте и из расчетов по КГСМ показывает, что быстрое распределение отрицательных пионов в cC-столкновениях симметрично относительно средней области значений быстрой $u_{с.ц.м.} = 0$, как и ожидается, для системы с одинаковыми ядрами снаряда и мишени.

Полученные результаты для cC- и cTa-столкновений совпадают с долями центральных и периферийных событий соударений, оценка которых проведена в работе [2] на значительно более низкой статистике cC- и cTa-столкновений по сравнению с соответствующей статистикой настоящего анализа.

Литература

1. Toneev V.D., Gudima K.K. Nuclear Physics. 1983. V.A400. p.385.
2. SimicLj., et al., Phys.Rev.C. – American Physical Society (USA), 1995. – Vol.52.-p.356.
3. А.И.Бондаренко,Р.А.Бондаренко .ОИЯИ, P1-2000-138,Дубна,2000г.

МНОЖЕСТВЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ dC-ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ ПРИ ИМПУЛЬСЕ 4,2 ГЭВ/С В ЗАВИСИМОСТИ ОТ СТЕПЕНИ ЦЕНТРАЛЬНОСТИ СОУДАРЕНИЯ

Косим Олимов¹, Рахматулла Бекмирзаев², Мамадали Султанов³, Сухроб Юлдашев⁴,
Чехроза Беркинова², Хожиакбар Туратов²

¹Физика –технический институт, АН РУз, Республики Узбекистан, Ташкент.

²Джизакский государственный педагогический университет, Джизак.

³Самаркандский архитектурно-строительный университет, Самарканд.

⁴Самаркандский государственный университет, Самарканд.

В работе представлен подробный анализ множественных характеристик вторичных заряженных частиц (p, π^\pm) при различных значениях прицельного параметра соударений дейтронов с ядром углерода при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон.

Экспериментальный материал получен на основе обработки стереофотографий с двухметровой пузырьковой пропановой камеры ЛВЭ ОИЯИ (г.Дубна,РФ), помещенной в магнитное поле 1,5 Тл, и облученной в пучке дейтронов с импульсом 4,2 ГэВ/с на нуклон. Выделение dC-событий из полного ансамбля взаимодействий дейтронов с пропаном использовались методика и критерии, описанные в работах [1-3].

За меру степени центральности dC-взаимодействий была принята “net” заряд Q , которая определялась как $Q = n_+ - n_- - n_p^s - n_p^t$, где n_+ и n_- - число однозарядных положительных и отрицательных частиц в событии, n_p^s и n_p^t –число протонов стриппингов из ядра снаряда и из ядра мишени, соответственно. Для n_p^s принято частицы-спектаторы с $P > 3$ ГэВ/с и углом вылета $\theta < 3^\circ$. Спектаторные протоны из ядра-мишени считались протоны с $P < 0,3$ ГэВ/с. Величина Q равна суммарному заряду частиц в событии, активно участвующих во взаимодействии. Она коррелирует с величиной прицельного параметра b соударения сталкивающихся ядер. Степень центральности взаимодействия возрастает с ростом Q , т.е. с увеличением число участвующих частиц при столкновении.

Полученные распределения по множественности вторичных частиц, образованных в неупругих взаимодействиях ядра дейтрона с ядром углерода показывает, что наибольшее число заряженных 16, число протонов участников – 8, а число мезонов - 6. Получены средние множественности вторичных частиц для всех dC-взаимодействий и для семи групп событий с различной степенью центральности, определяемой величиной Q , представлены.

Из полученных данных можно сделать вывод, что периферические взаимодействия ($Q \leq 2$) составляют не более 40 % от всех неупругих dC-взаимодействий. Доля наиболее центральных ($Q \geq 4$) мала и составляет всего 21 %. В этой области соударений средняя число протон участников больше двух и постоянно увеличиваются с ростом Q . Во взаимодействиях протонов с ядром углерода при той же энергии, наблюдается обратная картина [4]. Число протонов-участников, при обоих выделенных случаях, очень чувствителен степени центральности соударений и коррелируется со значениям Q .

Из рассмотрение средних множественностей π -мезонов можно видеть, что при переходе от периферических взаимодействий к центральным значительно возрастают средние множественности отрицательных пионов. Средняя число отрицательных пионов при $Q \geq 4$ существенно превышает аналогичное значение положительных пионов и это можно объяснить с большим количеством диссоциации нейтронов при высоких температурах взаимодействий. Средние множественности π^+ -мезонов мала чувствительны к величине Q чем отрицательных пионов.

Выбор граничного импульса между спектрами сохранившихся и мишенных протонов сделан с помощью модели FRITIOF с Δ -изобарами [5]. По модели были определены спектры сохранившихся протонов и протонов –фрагментов ядра углерода. По ним была выбрана оптимальная граница $P = 1,4$ ГэВ/с. Множественность протонов с импульсом $P > 1,4$ ГэВ/с не зависят от степени центральности соударений.

Литература

- [1.] Р.Н.Бекмирзаев и др. Сообщения ОИЯИ, P1-83-481, Дубна,1983.
- [2.] Е.Н.Кладницкая, С.Ю.Сивоклоков. Сообщения ОИЯИ, P1-88-412.
- [3.] А.И.Бондаренкои др. Сообщения ОИЯИ, P1-98-292, Дубна,1998.
- [4.] А.С.Галоян и др. ОИЯИ, P1-2002-54. Дубна, 2002.
- [5.] Б.Ганхуяг, В.В.Ужинский . Сообщения ОИЯИ, P1-97-315.

ОБРАЗОВАНИЕ Δ^0 -ИЗОБАР В ЦЕНТРАЛЬНЫХ $p^{12}C$ - И $d^{12}C$ -СОУДАРЕНИЯХ ПРИ 4.2 А ГЭВ/С

Косим Олимов¹, Рахматулла Бекмирзаев², Мамадали Султанов³, Сухроб Юлдашев⁴, Фарход Тугалов², Мохинур Зиявиддинова²

¹Физика –технический институт, АН РУз, Республики Узбекистан, Ташкент. *olimov@uzcsi.net*

²Джизакский государственный педагогический университет, Джизак

³Самаркандский архитектурно-строительный университет, Самарканд

⁴Самаркандский государственный университет, Самарканд.

В настоящей работе представлены новые экспериментальные данные о различных характеристиках Δ^0 -изобар, образованных в центральных $p^{12}C$ - и $d^{12}C$ -соударениях при 4.2 А ГЭВ/с.

Поскольку, что в обоих соударениях среднее число протонов оказалось близки к 1 (см. табл.), к центральным соударениям относились те $p^{12}C$ - и $d^{12}C$ -соударения, в которых число протонов-участников ≥ 3 . На рис. 1 и 2 приведены массовые спектры Δ^0 -изобар в рассматриваемых соударениях, соответственно.

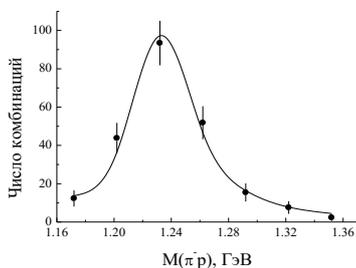


Рис.1. Распределение по эффективной массе $\pi^- p$ -пар в центральных соударениях $p^{12}C$ -взаимодействий при 4.2 ГЭВ/с

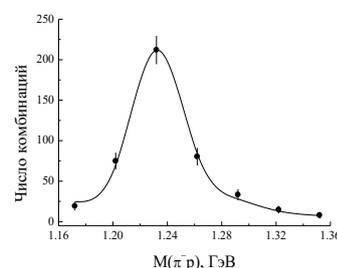


Рис.2. Распределение по эффективной массе $\pi^- p$ -пар в центральных соударениях $d^{12}C$ -взаимодействий при 4.2 ГЭВ/с

Кривые на рисунках – результат аппроксимации экспериментальных спектров эффективных масс протон и π^- пар $M(\pi p)$ по релятивистской формуле Брейта-Вигнера [1]: Результаты аппроксимации приведены в табл. 1.

Таблица. Значение массы M_Δ и ширины массового спектра $\Gamma \Delta^0$ -изобар

Тип соударений	Среднее число протонов-участников	M_Δ , МэВ	Γ , МэВ	$\chi^2/\text{чис.степ.своб.}$
$p^{12}C$	0.91 ± 0.01	1235 ± 3	51 ± 6	0.69
$d^{12}C$	1.12 ± 0.01	1234 ± 2	44.9 ± 3.8	0.54

Как видно из табл. 1 ширина массового спектра Δ^0 -изобар, в обоих типах соударений близки друг другу.

Литература

[1.] D. Higgins, *Phys. Rev. D* **19**, 731 (1979).

БЫСТРОТНЫЕ СПЕКТРЫ П-МЕЗОНОВ В dC-, cC- И cTA-СТОЛКНОВЕНИЯХ ПРИ 4.2 ГЭВ/С НА НУКЛОН

Хусниддин Олимов¹, Рахматулла Бекмирзаев², Мамадали Султанов³, Гулом Нодиров³, Барчиной Мушаррафова²

¹Физика –технический институт, АН РУз, Республики Узбекистан, Ташкент.

²Джизакский государственный педагогический университет, Джизак.

³Самаркандский архитектурно-строительный университет, Самарканд.

Основой экспериментального изучения свойств различных процессов взаимодействия частиц является измерение импульсных характеристик большинства частиц, участвующих в процессе. Распределение вторичных частиц по скорости, полученное в результате обработки и анализа наблюдаемых событий определенного типа, является первоосновой проверки различных теоретических моделей динамики взаимодействия. В данной работе изучена быстротные характеристики заряженных пионов в dC-, cC- и cTa-столкновениях.

Статистика экспериментальных данных, проанализированная в данной работе, состоит из 7071, 20528 и 2420 событий неупругих dC-, cC- и cTa-столкновений, соответственно, причем практически все вторичные заряженные частицы обнаружены в 4л геометрии. Для систематического сравнения с экспериментальными данными, в рамках кварк-глюонной струнной модели (КГСМ), адаптированной к промежуточным энергиям, мы разыграли 30000 событий неупругих dC-, cC- столкновений при 4,2 ГэВ/с на нуклон и 6000 событий неупругих cTa-столкновений при 4.2А ГэВ/с. Для моделирования реальных экспериментальных условий, события КГСМ проходили через фильтр. В результате этой процедуры фильтрации, были исключены все медленные частицы, которые поглощаются в 2-мм слое пропана и в танталовой фольге. Методика получения экспериментальных данных и краткое сведение о модели КГСМ изложена в работах [1-3].

Таблица 1. Средние множественности отрицательных пионов и протонов-участников, а также средние значения скорости и поперечного импульса π^- -мезонов в dC-, cC- и cTa- соударениях при 4,2 ГэВ/с на нуклон. Средние скорости рассчитываются в с.ц.м. нуклон-нуклонных столкновений при 4,2 ГэВ/с. В данной таблице и в таблицах, приведенных ниже, приведены только статистические ошибки.

Тип взаимодей.	$\langle n_{\pi^-} \rangle$	$\langle n_{part.pr} \rangle$	$\langle y_{c.m}(\pi^-) \rangle$	$\langle p_t(\pi^-) \rangle$ (ГэВ/с)
dC, эксперим.	0.66±0.01	1.95±0.02	-0.12±0.01	0.252±0.003
КГСМ	0.64±0.01	1.86±0.01	-0.17±0.01	0.222±0.002
cC, эксперим.	1.45±0.01	4.35±0.02	-0.016±0.005	0.242±0.001
КГСМ	1.59±0.01	4.00±0.02	0.007±0.005	0.219±0.001
cTa, эксперим.	3.50±0.10	13.3±0.2	-0.34±0.01	0.217±0.002
КГСМ	5.16±0.09	14.4±0.2	-0.3±0.01	0.191±0.001

В табл.1, представлены средние множественности отрицательных пионов и протонов-участников, а также средние значения скорости и поперечного импульса π^- -мезонов в dC-, cC- и cTa-столкновениях при 4,2 ГэВ/с на нуклон, наблюдаемые, как в эксперименте, так и в КГСМ.

Получены быстротных распределений отрицательных пионов, образованных в dC-, cC- и cTa-столкновениях при импульсе 4,2 ГэВ/с на нуклон в эксперименте и из расчетов по КГСМ.

Литература

[1.] Sultanov M.U. et al., International conference Nuclear Science and Its Application. Samarkand, Uzbekistan, September 25-28, 2012. p.131-132.
[2.] Галоян А.С. et al., Письма в ЖЭТФ, 2007, том 86, выпуск 10,718-721.
[3.] R.N.Bekmirzayev et al. Physics of Atomic Nuclei, 2022. Vol.85, No. 6, pp. 1011-1016.

CONTRIBUTION OF UZBEK SCIENTISTS TO THE NRDC IN RECENT TWO YEARS

F. Ergashev¹, S. Artemov¹, N. Otsuka², M. Kadyrova¹¹Institute of Nuclear Physics, 100214 Tashkent, Uzbekistan*E-mail: ergashev@inp.uz (corresponding author)²Nuclear Data Section, Division of Physical and Chemical Sciences, Department of Nuclear Sciences and Applications, International Atomic Energy Agency, A-1400 Wien, Austria**Abstract**

Uzbekistan's first step to join to IAEA was made in 1995 by International Nuclear Information System (INIS) and after that Uzbekistan became a member of INIS (<https://inp.uz/en/pages/uzbekistan-national-inis-center>). Thanks to IAEA granting of Technical Cooperation project UZB/0/002 “Creation INIS Center” (1997-1999) on the basis of Scientific-Technical Information and International Relations Department (STI and IR) under the direction of senior scientific officer A.D.Avezov, the National INIS Center of Uzbekistan was fully equipped/upgraded and came into operation at INP AS RU. Nowadays the representative of Uzbekistan at the INIS is Kadyrova Makhtuba (kadyrova@inp.uz).

Since the time INP was founded, a number of nuclear experiments have been made and charged-particle induced nuclear reaction data were obtained. During the years, the obtained experimental data have been published in domestic and international journals. In order to save those data for future needs, they needed to be added to some database. Those works have been performed by members of the International Network of Nuclear Reaction Data Centres (NRDC). At the time of those works were carrying out, some problems appeared related to the correspondence with the domestic authors of the articles. To solve those problems, the members of the centers decided to contact with scientists of domestic institutes and request them to contact with authors, collect experimental data from them.

The next step toward to join to IAEA was participation in the 4th Asian Nuclear Reaction Database Development Workshop (AASPP) which was held in Almaty, Kazakhstan (23-25 October, 2013). Researchers from Uzbekistan participated in this workshop. As a continuation of this Workshop, educational training was carried out. The purpose of the educational training was to provide the Workshop participants with knowledge and skills in working with the database. The training was conducted by N. Otsuka. As a result of the training, one young scientist from each country was selected and the scientist was expected to include in the EXFOR database the experimental results obtained by the scientists of this country and published in domestic and international journals. This task was entrusted to F. Ergashev for data measured in Uzbekistan. Since this year, F. Ergashev has been participating in several workshops and improving his knowledge, including the 5th AASPP Workshop organized in 2014 at the BARC located in Mumbai, India, and the 6th AASPP Workshop organized at the Hokkaido University located in Sapporo, Japan in 2015. The new EXFOR entries in recent two years prepared by Uzbekistan are shown in Table 1.

Table 1. New EXFOR entries prepared by the Uzbekistan group

Entry #	First author	Article	Lab.	Status
31847	F.Kh. Ergashev	J,APP/BS,14,849,2021	4UZ UZB	Compiled
31848	S.R.Palvanov	J, PPN/L,18,672,2021	4UZ UZB	Compiled
D8053	F.Kh. Ergashev	J,APP/B,53,9-A5,2022	4UZ UZB	Compiled
G0083	S.R.Palvanov	J, PPN/L,18,672,2021	4UZ UZB	Compiled
31859	F.R. Egamova	J,APP/BS,14,727,2021	4UZ UZB	In progress
31860	S.R.Palvanov	J,APP/BS,14,827,2021	4UZ UZB	Planned
31861	S.R.Palvanov	J,APP/BS,16,2-A7,2023	4UZ UZB	Planned
G0092	F.R. Egamova	J,APP/BS,14,727,2021	4UZ UZB	In progress
G0093	S.R.Palvanov	J,APP/BS,14,827,2021	4UZ UZB	Planned
G0094	S.R.Palvanov	J,APP/BS,16,2-A7,2023	4UZ UZB	Planned

ТРИ ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ДЛЯ РАЗВИТИЯ ГДНЗТ НА БАЗЕ РЕАКТОРА ВВР-СМ ИЯФ АН РУЗ

Гайратулла Кулабдуллаев, Гаяна Абдуллаева, Андрей Ким, Джасур Юлдашев

Институт ядерной физики АН РУз, ул. У. Гафурова 1, п. Улугбек, Ташкент
(e mail: gkulabdullaev@inp.uz)

Первой ядерно-физической основой развития НЗТ методики является источник нейтронов с требуемыми параметрами для лучевой терапии. По требованию МАГАТЭ к пучкам нейтронов, применяемых для НЗТ, нужен поток нейтронов в энергетическом диапазоне $0,5 \text{ эВ} < E < 10 \text{ кэВ}$ с интенсивностью потока не менее $2 \cdot 10^9 \text{ н/см}^2 \cdot \text{с}$ [1, 2]. В качестве нейтронных источников используются как специально изготавливаемые установки (ускорители), так существующие исследовательские реакторы. Для развития методики НЗТ нами планировалось использовать реактор ВВР-СМ ИЯФ АН РУз мощностью 10 МВт. Для достижения этой цели было необходимо провести целый комплекс работ по моделированию имеющихся пучков реактора. В работе [2] изложены результаты по получению пучка эпитепловых нейтронов на реакторе ВВР-СМ ИЯФ АН РУз с характеристиками, отвечающими всем требованиям МАГАТЭ для развития исследований по НЗТ. Полученная интенсивность эпитепловых нейтронного пучка на выходе 9 горизонтального канала составил $5,5 \times 10^9 \text{ н/см}^2 \cdot \text{сек}$. Проведены расчёты по проектированию и созданию помещения–бокса, для проведения научных исследований по НЗТ, для безопасной работы с выведенным пучком эпитепловых нейтронов 9 – горизонтального канала.

Второй ядерно-физической основой развития НЗТ методики является нуклид, при облучении которого с нейтронами образуются вторичные частицы, действие которых являются губительными для опухолевых клеток. После облучения нейтронами ^{10}B становится нестабильным ^{11}B , который продолжает распад своей энергии и излучает частицы отдачи (^4He) и ^7Li , выделяя большое количество энергии и небольшое количество гамма-лучей во время реакции. В основном клинические исследования по НЗТ проводились и проводятся с применением препаратов на основе ^{10}B . Проведенные исследования показали что: 1) метод БНЗТ позволяет выборочно поставить высокую, локальную радиационную дозу в опухоль, с намного более низкой дозой в ложе опухоли (в здоровых тканях). Это важная особенность, которая делает БНЗТ особенно привлекательной для терапии спасения пациентов, резистентных к стандартному фотонному облучению; 2) у этого метода есть потенциал для более эффективного прицеливания к многоочаговым опухолям, чем возможно со стереотактической радиохирургией первичных и метастатических опухолей головного мозга. 3) хотя это может быть только паллиативным эффектом, но этот метод может производить поражающие клинические ответы, как свидетельствует опыт нескольких групп в лечении пациентов с рецидивным, терапевтически невосприимчивым раком головы и шеи [3-7]. Для дальнейшего улучшения результатов метода БНЗТ требуется: 1) разработка новых агентов доставки бора в опухоль, для оптимизации концентрации бора в опухоли, их регистрация для клинических испытаний, изучение их биораспределения, 2) фокусирование на совместных усилиях по сравнению и нормализации предписания дозы между онкологическими центрами, таким образом обеспечивая исследование на больших популяциях пациентов и возможно облегчая проведение испытаний во многих институтах или рандомизированных клинических испытаний; 3) усовершенствование методов определения количества бора, доставляемого к остаточному объему опухоли и на макроскопических и на микроскопических уровнях, чтобы позволить более точную оценку дозы в опухоли. Все эти проблемы БНЗТ относятся к пока недостаточной создаваемой радиационной дозе в некоторых видах злокачественных опухолей. Как показывают предыдущие результаты, при обработке таких опухолей существуют сложности с доставкой и удержанием достаточного количества препарата в опухоли. Требуются препараты, которые с высоким градиентом накапливаются в опухоли по отношению к здоровой ткани и с элементами, имеющими большое сечение захвата нейтронов.

В данной работе приводятся результаты по обоснованию пригодности ^{157}Gd для НЗТ опухолей. Как показывают наши результаты ^{157}Gd можно использовать как требуемый нуклид для НЗТ. Образующиеся частицы (γ -кванты, электроны внутренней конверсии, Оже электроны, рентгеновские излучения) при облучении ^{157}Gd с нейтронами достаточны для губительного действия на злокачественные опухоли. С другой стороны способность с большим градиентом накапливаться в опухоли Gd-DTPA , а также и других соединений с гадолинием, используемых в качестве контрастного

вещества для ЯМР диагностики [8], и их относительно невысокая стоимость делают их привлекательными для НЗТ.

Успех лучевой терапии зависит от точности определения поглощенной дозы в опухолях. Поэтому третьей основой является разработка и применение собственного метода вычисления дозы и планирования терапевтического облучения при использовании вычислительных программ на основе метода Монте Карло. В данной работе приведен свой метод расчёта доз с учетом влияния трех факторов [9].

Ключевые слова: нейтрон захватная терапия, бор, гадолиний, поглощенная доза, метод Монте Карло, злокачественная опухоль

Литература

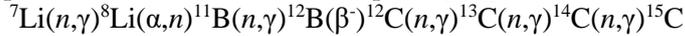
- [1.] IAEA , Current Status of NCT. IAEA-TECDOC-1223, Vienna, (2001).
- [2.] Г.А. Абдуллаева, Ю.Н. Коблик, Г.А. Кулабдуллаев, «Использование реактора ВВР-СМ для развития метода нейтронзахватной терапии в Узбекистане», Известия РАН, сер. Физическая. – Москва, - т.73, № 4. - С.540-543 (2009).
- [3] T Aihara *et al.*, First clinical case of boron neutron capture therapy for head and neck malignancies using 18 F-BPA PET. *Head Neck*, **28**, 850–855(2006).
- [4] I Kato *et al.*, Effectiveness of BNCT for recurrent head and neck malignancies. *Appl Radiat Isot*, **61**, 1069–1073(2004).
- [5] I Kato *et al.*, Effectiveness of boron neutron capture therapy for recurrent head and neck malignancies. *Appl Radiat Isot*, **67**, S37–S42(2009).
- [6] L Kankaanranta *et al.*, Boron neutron capture therapy in the treatment of locally recurred head-and-neck cancer: final analysis of a phase I/II trial. *Int J Radiat Oncol Biol Phys*, **82**, e67–e75 (2012).
- [7] K Fukutsuji *et al.*, A New Option Against Cancer; November 2–7; Florence, Italy Edited by Zonta A, Altieri S, Roveda L, Barth RF; 83 (2008).
- [8] D.N Slatkin, A history of boron neutron capture therapy of brain tumors //Brain **114.**,1609(1991).
- [9] G.A Kulabdullaev *et al.*, Evaluation of the Effect of Self-shielding on the Absorbed Dose in NCT, AIP, Conf. Ser. (2023)

АНК СВЯЗАННЫХ СОСТОЯНИЙ $^{15}\text{N} \rightarrow ^{14}\text{C} + p$, $^{16}\text{O} \rightarrow ^{15}\text{N} + p$, $^{19}\text{F} \rightarrow ^{18}\text{O} + p$, $^{32}\text{S} \rightarrow ^{31}\text{P} + p$

Э. Т. Рузиев, С. В. Артемов

Институт ядерной физики Академии наук Республики Узбекистан, 100214 Ташкент, Узбекистан

Изучение ядерных реакций, происходящих при первичном и в звездном нуклеосинтезе является важной частью ядерной астрофизики. Так, реакция $^{14}\text{C}(n,\gamma)^{15}\text{C}$ играет существенную роль в неоднородных моделях большого взрыва [1,2], являясь членом цепочки процессов:



При этом реакция $^{14}\text{C}(p,\gamma)^{15}\text{N}$ является конкурирующей для реакции $^{14}\text{C}(n,\gamma)^{15}\text{C}$, роль которой необходимо оценить. Реакция $^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$ инициирует утечку из первого цикла CN звездного горения водорода в другие циклы CNO. Потеря каталитического материала через реакцию $^{15}\text{N}(p,\gamma)^{16}\text{O}$ порождает последовательность реакций $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}(e^+v_e)^{17}\text{O}(p,\alpha)^{14}\text{N}$, которая восстанавливает материал цикла CN или генерирует другой путь:



который приводит к образованию более тяжелых элементов [3]. Реакция радиационного захвата $^{18}\text{O}(p,\gamma)^{19}\text{F}$ важна с астрофизической точки зрения для изучения процессов в AGB-звездах [4]. Отметим также важность нерезонансного захвата протона в реакции $^{31}\text{P}(p,\gamma)^{32}\text{S}$, происходящей на более поздних стадиях горения водорода.

Вклад нерезонансной компоненты в сечения, или астрофизические S-факторы радиационного захвата протона рассчитывается через асимптотические нормировочные коэффициенты (АНК) связи протона в образующихся ядрах. В работе [5] показано, что надежным инструментом для определения АНК при энергиях ~ 10 МэВ удобны реакции передачи протона типа (d,n) , $(d,^3\text{He})$, (n,d) , $(^3\text{He},d)$.

Целью данной работы является нахождение значений АНК связи протона в основных состояниях ядер ^{15}N , ^{16}O , ^{19}F , ^{32}S , образующихся в вышеуказанных астрофизических реакциях (p,γ) для их использования в расчетах соответствующих S-факторов. Для этого нами был выполнен анализ литературных экспериментальных дифференциальных сечений (ДС) реакций (n,d) на ядрах ^{14}C , ^{15}N , ^{18}O и ^{31}P в рамках модифицированного Метода Искривленных Волн (МИИВ) [6] без учета и с учетом развала дейтрона. Энергии связи протона для ядер ^{15}N , ^{16}O , ^{19}F , ^{32}S , равные соответственно 10.207 МэВ, 12.127 МэВ, 7.994 МэВ, 8.864 МэВ, достаточно велики, и периферийность процесса передачи протона, необходимая для применения анализа, становится неочевидной.

Особое внимание было уделено корректному подбору оптических потенциалов (ОП) во входном и выходном каналах реакций, необходимых в анализе.

Для этого параметры ОП во входном канале (глубины и геометрические параметры действительной и мнимой частей ядерного потенциала) варьировались с помощью программы (NuclearReactionVideo) [7]. Подгонкой расчетных ДС к экспериментальным ДС упругого рассеяния нейтронов на ядрах ^{15}N [8], ^{16}O [9-10], ^{19}F [11-12] и ^{32}S [13] при энергиях ~ 14 МэВ. Одновременно контролировалось совпадение расчетных полных сечений взаимодействия нейтронов σ^{tot} с ядрами азота, кислорода, фтора и серы измеренными нами по оригинальной методике [14,15] значениями σ^{tot} и имеющимися литературными данными. ОП для выходного канала использованы из литературных данных.

С использованием найденных ОП, выполнен анализ МИИВ ядерных реакций $^{15}\text{N}(n,d)^{14}\text{C}$ [16], $^{16}\text{O}(n,d)^{15}\text{N}$ [17], $^{19}\text{F}(n,d)^{18}\text{O}$ [18], $^{32}\text{S}(n,d)^{31}\text{P}$ [19]. Учет развала дейтрона выполнялся с использованием программы NLAT [20]. Полученные значения квадратов АНК C^2 связанных состояний протона $B \rightarrow A + p$ приведены в Таблице 1. Во втором столбце приведены значения главного квантового числа n , а также орбитального l и полного j момента передаваемого протона в ядре мишени. В 3-м столбце даны значения, рассчитанные по программе DWUCK5 без учета развала дейтрона, в 4-м и 5-м столбцах даны значения, рассчитанные для локального (ЛОК) и нелокального (NЛОК) потенциалов взаимодействия в дейтронном канале в адиабатическом приближении.

Видно, что во всех случаях вклад эффекта развала дейтрона в выходном канале слабо влияет на извлекаемое значение АНК.

Таблица 1. Значения АНК для основных состояний ядер ^{15}N , ^{16}O , ^{19}F , ^{32}S .

Реакция	nlj	$C^2(\text{DWUCK})$, фм $^{-1}$	$C^2(\text{LOC})$, фм $^{-1}$	$C^2(\text{NLOC})$, фм $^{-1}$
$^{15}\text{N}(n,d)^{14}\text{C}$	$1p_{1/2}$	47±10	49±9	45±11
$^{16}\text{O}(n,d)^{15}\text{N}$	$1p_{1/2}$	218±25	205±23	216±24
$^{19}\text{F}(n,d)^{18}\text{O}$	$2s_{1/2}$	105±16	115±17	108±15
$^{32}\text{S}(n,d)^{31}\text{P}$	$2s_{1/2}$	1960±145	2022±148	2200±159

Однако анализ в рамках ММИВ показал, что реакции $^{15}\text{N}(n,d)^{14}\text{C}$, $^{16}\text{O}(n,d)^{15}\text{N}$, $^{19}\text{F}(n,d)^{18}\text{O}$, $^{32}\text{S}(n,d)^{31}\text{P}$ где разброс $R(B)$ сильно больше экспериментальных ошибок ДС не периферийны. Для них значения АНК были рассчитаны при «стандартных» значениях геометрических параметров потенциала Вудса-Саксона для связи передаваемого протона, $r_0=1.25$ фм и $a=0.65$ фм. Поэтому для проверки полученных значений был также выполнен анализ АНК из анализа литературных данных по реакциям ($^3\text{He},d$) на ядрах ^{14}C [21], ^{15}N [22], ^{18}O [23] и ^{31}P [24], а также ($d,^3\text{He}$) на ядрах ^{15}N [25], ^{16}O [26, 27], ^{19}F [28] и ^{32}S [29], которые оказались более периферийными. Было установлено, что они во всех случаях в пределах $\sim 20 - 25\%$ согласуются с данными из реакций (n,d).

Литература:

- [1.] J. Applegate, C. Hogan and R. Scherrer., *Astrophys. J.* **329**, 527 (1988).
- [2.] R. Malaney and W. Fowler, *Ap. J.* **333**, 14 (1988).
- [3.] V. Burjan et al., *Frontiers in Nuclear structure, Astrophysics, and Reactions*: p.323 (2008).
- [4.] V. Burjan et al., *Eur. Phys. J. A* **55**, p. 114 (2019).
- [5.] C. A. Gagliardi et al., *Phys. Rev. C* **59**, P. 1149 (1999).
- [6.] O.R. Tojiboev et al., *Phys. Rev. C* **94**, 054616 (2016).
- [7.] <http://nrv.jinr.ru/nrv/>
- [8.] J.A. Templon et al., *Nucl. Sci. Engin.*, v.**91**, p.451 (1985).
- [9.] W.J. McDonald, J.M. Robson, R. Malcolm., *Nucl. Phys.*, v.**75**, p.353 (1966).
- [10.] M. Baba et al., *Rept: Tohoku Univ., Dept.of Nucl. Eng. Rep.*, № **50** (1988).
- [11.] R.L. Clarke, P. Perrin., *Nuclear Physics A* **147**, p.174 (1970).
- [12.] G.C. Bonazzola et al., *Nucl. Phys.*, v.**86**, p.378 (1966).
- [13.] Clarke and W. G. Cross., *Nucl. Phys.* **53**, p.177, (1964).
- [14.] S.V. Artemov et al., *Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **84**, 894 (2020).
- [15.] F.Kh. Ergashev et al., *Act. Phys. Pol. B proceedings supplement*, no 4, vol. **14** (2021).
- [16.] J. Bading, D.R. Maxson., *Bull. Amer. Phys. Soc. Ser.II*, v.**23**, p.525(BI1) (1978).
- [17.] G. Paic, I. Slaus, P. Tomas., *Phys. Let. Vol.9*, p.147 (1964).
- [18.] M. Fazio et al. *Nucl. Phys. A* **111**, p.255 (1968).
- [19.] G.E. Velyukhov et al. *Journal of Experimental and Theoretical Physics. Vol.12*, p.395 (1961).
- [20.] L.J. Titus, A. Ross, F.M. Nunes., *Computer Physics Communications* **207**, pp.499-517 (2016).
- [21.] R. R. Sercely et al., *Nucl. Phys. A* **324** pp. 53-62 (1979).
- [22.] H. W. Fulbright et al., *Phys. Rev. Vol 184* №4 (1969).
- [23.] J. Vernotte et al., *Nucl. Phys. A* **571** pp. 1-42 (1994).
- [24.] R. A. Morrison., *Nucl. Phys A* **140** pp.97-117 (1970).
- [25.] G. Kaschl et al., *Nucl. Phys A* **178**, pp.215-288 (1971).
- [26.] V. Bechtold et al., *Phys. Let. vol 72B*, №2 (1977).
- [27.] M. A. Firestone et al., *Nucl. Phys A* **258** pp.317-340. (1976).
- [28.] G. Th. Kaschl et al., *Nucl. Phys A* **155** pp.417-442 (1970).
- [29.] G. Th. Kaschl et al., *Nucl. Phys A* **136** pp.286-300 (1969).

ОШИБКИ В ОПРЕДЕЛЕНИИ ЭФФЕКТИВНОЙ МАССЫ π р - ПАРЫ ЧАСТИЦ ОТ РАСПАДА S_{11} -РЕЗОНАНСА

Дмитрий Дряблов¹ и Зафар Игамкулов¹

¹Объединенный институт ядерных исследований, Россия, 141980, Московская область, г. Дубна, ул. Жолио-Кюри - 6,

*E-mail: drd@yandex.ru (автор, ответственный за переписку)

Аннотация

В статье приводятся расчеты вкладов в ошибку восстанавливаемой эффективной массы π р-пары от распада S_{11} -нуклонного резонанса. Данный резонанс рождается в ядрах мишени Нуклотрона при их взаимодействии с налетающими ядрами ускорителя (при определенных условиях реакции на мишени). Для поиска η -мезонных ядер требуется регистрация π р-пары частиц от распада S_{11} -нуклонного резонанса, разлетающихся под углами $\sim 180^\circ$. Регистрация этой пары частиц осуществляется двухплечевой сцинтилляционной установкой SCAN-2, расположенной на внутренней мишени Нуклотрона (ЛФВЭ ОИЯИ), которая предназначена, в первую очередь, для поиска η -мезонных ядер.

Ключевые слова: Ускоритель, внутренняя мишень, S_{11} -резонанс, эта-мезонные ядра, эффективная масса, энергетический спектр частиц.

Введение

Уже давно было обнаружено, что нуклонный резонанс S_{11} (1535), который лежит чуть выше порога (η +N), приводит к сильному притяжению низкоэнергетического η -мезона к нуклонам ядра [1]. В результате медленный η -мезон захватывается ядром и формирует η -ядро. Ожидается, что связанное состояние η -мезона и ядра будет проявляться как узкий пик в энергетическом спектре π N-пар ($\eta + N \rightarrow S_{11} \rightarrow \pi + N$) вблизи порога образования η -мезона ($m_\eta + m_N = 1486$ МэВ) [2]. Таким образом могут быть проверены теоретические предсказания для величин энергий связи и ширин (η +N) связанных состояний.

Первое предложение по поиску и исследованию η -ядер на внутренней мишени Нуклотрона (ЛФВЭ ОИЯИ, г. Дубна) с помощью регистрации π р-пар, вылетающих из мишени почти под 180° в лабораторной системе отчета, было описано в работе [3]. Для этой цели сначала было предложено использовать двухплечевую сцинтилляционную установку SCAN-2 [4, 5] (рис. 1), для которой уже был апробирован алгоритм реконструкции физического события [6, 7].

Исходя из результатов некоторых прошедших экспериментов [8, 9], современные исследования должны исходить из ширины пика в энергетическом спектре π N-пар порядка 10 МэВ и поэтому должны предусматривать точность измерения энергий частиц не хуже ~ 3 -5 МэВ с тем, чтобы точность определения суммарной энергии пары составляла не менее 5-7 МэВ. В экспериментах по поиску η -ядер на внутренней мишени Нуклотрона требования на точность определения энергии несколько ослаблены (примерно в ~ 1.5 раза). Это обусловлено эффектами уширения наблюдаемого пика в спектре суммарной энергии коррелированной пары, что вызвано разбросом в энергии внутриядерных нуклонов, на которых происходит аннигиляция связанного эта-мезона. Указанный разброс дополнительно увеличивает наблюдаемую ширину пика на ~ 20 МэВ.

Из законов сохранения в элементарных процессах $\eta + p \rightarrow \pi + p$ и $S_{11} \rightarrow \pi + p$ с почти покоящимися начальными частицами кинетические энергии, импульсы и скорости конечных продуктов можно вычислить по формулам (с точностью до эффектов связи и ферми-движения):

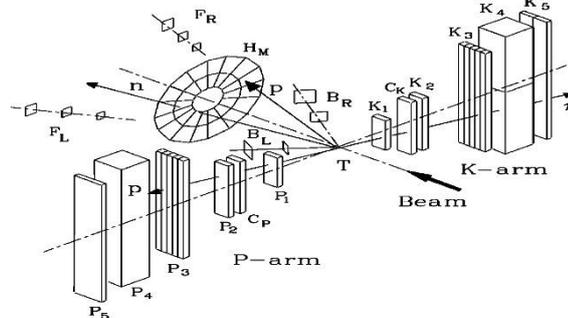
$$\begin{aligned} K_\pi &= E_\pi - m_\pi = (W^2 + m_\pi^2 - m_N^2)/(2W) - m_\pi, \\ K_p &= E_p - m_p = (W^2 + m_p^2 - m_\pi^2)/(2W) - m_p, \\ p_\pi &= p_p = [E_\pi^2 - m_\pi^2]^{1/2} = [E_p^2 - m_p^2]^{1/2}, \quad \beta_\pi = p_\pi/E_\pi, \quad \beta_p = p_p/E_p \end{aligned} \quad (1)$$

где $W = m_\eta + m_N \approx 1486$ МэВ/ c^2 или $W = m_{S_{11}} = 1535$ МэВ/ c^2 .

Характеристики протонов и пионов от распада S_{11} и предположительного η -ядра приведены в таблице 1.

Таблица 1. Кинематические характеристики протонов и пионов от распадов.

Резонанс(масса) (МэВ/c ²)	K _p МэВ	K _π МэВ	β _p	β _π	P _p МэВ/c	P _π МэВ/c
S ₁₁ (1535)	109	347	0.440	0.96	466	466
ηN (1486)	94	313	0.42	0.95	431	431

Рис.1. Схема экспериментальной установки SCAN-2.


Постараемся проанализировать вклады в ошибку определения энергии $\mu\pi$ -пары для установки SCAN-2 с соответствующим алгоритмом восстановления физического события [6, 7].

Полную ошибку в определении энергии пары частиц от распада S₁₁ резонанса или от распада η-ядра можно оценить как совокупность следующих ошибок для каждой из частиц пары:

1. ошибка, связанная с временным разрешением детекторов (статистическая ошибка);
2. ошибка, связанная с неточностью в определении аппаратного смещения t_0 (систематическая ошибка);
3. ошибка, связанная с многократным рассеянием (статистическая ошибка);
4. ошибка метода восстановления энергии, связанная с введением коррекции на быстроту или энергию (систематическая ошибка).

Временное разрешение детекторов, входящих в состав время-пролетной системы, P₁ (K₁) и каждого элемента P₃ (K₃) измерялось отдельно на моноэнергетичном дейтронном пучке. Полученные значения для P-плеча установки SCAN-2 представлены в таблице 2.

Таблица 2. Временное разрешение детекторов P-плеча.

детектор	P ₁	P ₃ ¹	P ₃ ²	P ₃ ³	P ₃ ⁴
Разрешение (нс)	0.1	0.14	0.15	0.14	0.16

Из этих значений получаем усредненную ошибку определения времени пролета на заданной базе $\Delta t = 0.178$ нс.

В эксперименте относительную скорость определяли по формуле $\beta = L/(t \times c)$, где L - длина базы с абсолютной погрешностью $\Delta L = 0.1$ см, t - время пролета на заданной базе, c - скорость света. Абсолютная погрешность относительной скорости $\Delta\beta(\Delta L, \Delta t)$ вычисляется по формуле:

$$\Delta\beta = \sqrt{\left[\frac{\Delta L}{t \times c}\right]^2 + \left[\frac{L \times \Delta t}{2 \times c \times t^2}\right]^2} \quad (2)$$

На рисунке 2 показан стандартный график зависимости рассматриваемой погрешности относительной скорости протона от величины самой скорости, который можно аппроксимировать полиномом 2-ой степени (в данном случае, P1=0.10375E-04, P2=0.70303E-06, P3=0.15095E-01). В среднем, вклад данной ошибки в энергию протона

$$E_p = \frac{m_p}{\sqrt{1-\beta_p^2}}, \quad (3)$$

которая входит в эффективную массу пары частиц именно от распада резонанса S_{11} , составляет примерно 1.75 MeV. Если мы считаем таким же образом вклад в эффективную массу от пиона, то соответствующая ошибка для пиона составляет примерно 77 МэВ. Данные величины можно увидеть на рисунке 3.

Так как импульс протона на установке SCAN-2 восстанавливается более точно, то энергию пиона предлагается считать путем приравнивания импульса пиона к импульсу протона (это справедливо для случая двухчастичного распада покоящегося резонанса). В этом случае энергия пиона считается по формуле:

$$E_\pi = \frac{\sqrt{\beta_p^2(m_p^2 - m_\pi^2) + m_\pi^2}}{\sqrt{1-\beta_p^2}}, \quad (4)$$

а ошибка энергии считается по формуле:

$$\Delta E_\pi = \Delta \beta_p \frac{\beta_p (v^2 (m_p^2 - m_\pi^2) + u^2)}{u \times v^3}, u = \sqrt{\beta_p^2 (m_p^2 - m_\pi^2) + m_\pi^2}, v = \sqrt{1 - \beta_p^2} \quad (5)$$

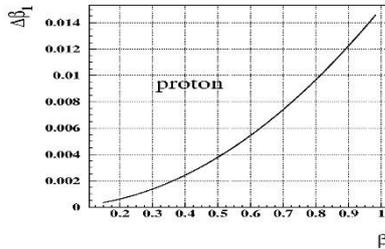


Рис.2. Зависимость абсолютной погрешности относительной скорости протона от величины скорости.

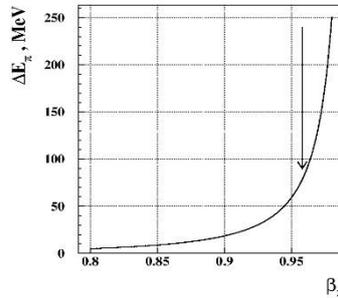
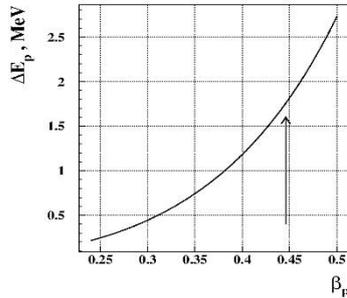


Рис. 3. Зависимость абсолютной погрешности энергии протона (левый график) и пиона (правый график) от их относительных скоростей. Стрелки соответствуют случаю распада резонанса с массой 1535 МэВ/c².

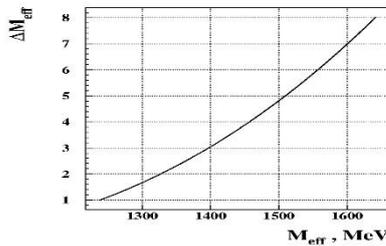


Рис. 4. Следствие временного разрешения детекторов. Зависимость абсолютной погрешности эффективной массы πp -пары от величины эффективной массы.

Так как в данном случае вклады в эффективную массу от протона и пиона не являются независимыми, то ошибка эффективной массы пары частиц считается как сумма абсолютных значений ошибок энергии каждой из частиц. На рисунке 4 показана ошибка эффективной массы пары частиц ΔM_{eff} .

Аппаратное смещение t_0

Аппаратное смещение t_0 , входящее в формулу восстановления времени пролета частицы между детекторами $P_1(K_1)$ и $P_3(K_3)$ $t = 0.5((t_{\text{верх}}^{P3} + t_{\text{низ}}^{P3}) - (t_{\text{верх}}^{P1} + t_{\text{низ}}^{P1})) + t_0$, включает задержки на сигналы от фото-электронных умножителей, суммарное время прохождения света вдоль сцинтилляторов, задержки, связанные с электроникой, кабелями и т.д. Аппаратное смещение находится путем

сравнения положений точек перегиба в зависимостях энерговыделения в $P_3(K_3)$ от времени пролета протонов для случаев экспериментальных и моделированных данных [6]. Такие зависимости в районе точек перегиба с коридорами ошибок можно посмотреть на рисунке 5.

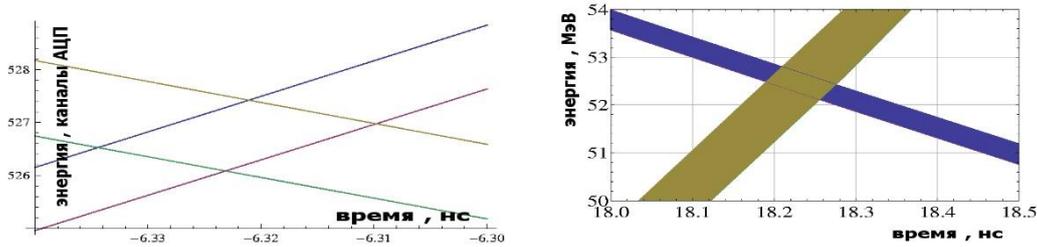


Рис. 5. Коридоры ошибок для графиков зависимости энерговыделения протонов в P_3 от времени пролета протонов на базе P_1 - P_3 для случаев моделированных и экспериментальных данных.

Ошибка в определении t_0 может быть оценена на уровне 0.038 нс.

Ошибка коррекции

Для определения погрешности, которая возникает при введении не совсем точной дополнительной коррекции на экспериментальные данные при восстановлении различных величин, рассмотрим при использовании моделированных данных зависимость истинного значения импульса от восстановленного значения импульса. Такую зависимость для протона $p_{th,p}(p_{rec,p})$ можно аппроксимировать полиномом 4-ой степени ($A_0 = 320.74$, $A_1 = -0.5478$, $A_2 = 0.2966 \times 10^{-2}$, $A_3 = -0.2561 \times 10^{-5}$, $A_4 = 0.8202 \times 10^{-9}$).

В данном случае неточность в определении эффективной массы π -пары от распада резонанса предлагается вычислить по формуле:

$$\Delta M_{eff} = \left[\sqrt{m_p^2 + p_{th,p}^2} + \sqrt{m_\pi^2 + p_{th,p}^2} \right] - \left[\sqrt{m_p^2 + p_{th,p}^2(p_{rec,p})} + \sqrt{m_\pi^2 + p_{th,p}^2(p_{rec,p})} \right] \quad (6)$$

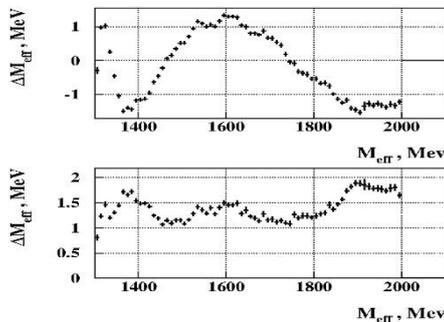


Рис.6. Зависимость усредненной ошибки эффективной массы от величины эффективной массы π -пары от распада резонанса (*верхний график*) и та же зависимость, в которой ошибки взяты по модулю (*нижний график*).

На рисунке 6 показана усредненная ошибка в определении эффективной массы пары частиц. Видно, что ошибка дает не более 2 МэВ. Это значение и можно взять в качестве оценки вклада данного вида ошибки в эффективную массу.

Заключение

Для экспериментальной установки SCAN-2 на внутренней мишени Нуклотрона (ЛФВЭ ОИЯИ, г. Дубна) мы провели анализ всевозможных ошибок в определении эффективной массы π -пары частиц от распада покоящегося резонанса. В интересующем нас диапазоне в исследовании η -ядра общая ошибка эффективной массы составляет 7-8 МэВ. Это удовлетворяет современным требованиям на ошибку эффективной массы для успешного поиска η -ядра.

Особо нужно отметить, что установка SCAN-2 не оптимизированна для регистрации и определения характеристик пионов с достаточной точностью. Данный недочет будет исправлен в будущей трехплечевой магнитной установке SCAN-3 [5]. В обработке данных, полученных на SCAN-2, для уменьшения ошибки эффективной массы введено условие равенства моментов пиона и протона. Это справедливо для покоящегося в лабораторной системе резонанса, что в случае η -ядра является корректным условием. При обработке экспериментальных данных с установки SCAN-2 нужно особо

уделить внимание на условия корреляции пиона и протона, чтобы быть уверенным, что они образовались от распада одного и к тому же покоящегося резонанса.

Литература

- [1.] Q. Haider and L. Liu. Formation of an eta-mesic nucleus // *Physics Letters B*. **Vol. 172**. No.2. P. 257. May (1986).
- [2.] L'vov A.I. Production and decay of eta-mesic nuclei. **1998**. <https://arxiv.org/abs/nucl-th/9809054v1>.
- [3.] M.Kh. Anikina et al. Search for and study of eta-mesic nuclei in pA-collisions at the JINR LHE nuclotron. arXiv:nucl-ex/0412036v2, (2004).
- [4.] S.V. Afanasev et al. Search results of eta-mesic nuclei in the d+C reaction in JINR // *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*. **Vol. 219-220**. pp. 255-258. (2011).
- [5.] S.V. Afanasev et al. New status of the project "Eta-nuclei" at the Nuclotron // *Nuclear Physics B (Proc. Suppl.)*. **Vol. 245**. pp. 173-176. (2013).
- [6.] С.В. Афанасьев, Д.К. Дряблов. Метод реконструкции физического события на установке СКАН // *Письма в ЭЧАЯ*. **Vol. 2**. No. 2(125). pp. 82-90. (2005).
- [7.] S.V. Afanasev, D.K. Dryablov. The Method of Physical Event Reconstruction at the SCAN Spectrometer // *Physics of Particles and Nuclei Letters*. **Vol. 2**. No. 2. pp. 116-121. (2005).
- [8.] M. Pfeiffer et al. Photoproduction of η -mesic ^3He // *Physical Review Letters*. **Vol. 92**. No. 25. P. 252001. (2004).
- [9.] A. Budzanowski et al. Search for η -mesic nuclei in a recoil-free transfer reaction // *Physical Review C*. **Vol. 79**. No. 1. P. 012201. (2009).

STEP-INDUCED ELECTROWEAK PHASE TRANSITION

Mikhail Dolgoplov^{1,2*}, Maksim Elisov^{1**}

¹Samara University, 34, Moskovskoye shosse, Samara, 443086, Russian Federation

²SAMARA POLYTECH, 244, Molodogvardeyskaya street, Samara, 443100, Russian Federation

*E-mail: mikhaildolgoplov68@gmail.com (corresponding author)

Abstract

This message presents the dependences of the control parameters of the Higgs potential, in a system with two doublets models (2HDMs) and with additional singlet of complex scalar fields, on temperature, this determines the evolution of the potential minima surface, leading to the possibility of the first order strong electroweak phase transition (EWPT) with a critical temperature of 100 GeV and unobservable light CP-odd states. We examine parameter regions in CP-violating 2HDMs and find certain areas where multi-step induced EWPTs occur. For the self-couplings in Higgs potential, a shift of the RG flows is observed, which is associated with the presence of an additional phase, the infrared asymptotic behavior of the critical point is determined. The possibility of an induced electroweak phase transition based on a chain of induced spontaneous symmetry breaking is considered, the RG flow method is used for analysis.

Key words: temperature Higgs potential, critical temperature, renormalization group flow, induced electroweak phase transition

References

- [1.] Boos E., Induced spontaneous symmetry breaking chain, EPL **136** no.2, 21003. (2021).
- [2.] Aoki M., Komatsu T., Shibuya H., Possibility of a multi-step electroweak phase transition in the two-Higgs doublet models, Prog. Theor. Exp. Phys. **2022**, 063B05. (2022).
- [3.] Dolgoplov M., Dubinin M., Rykova E., Threshold corrections to the MSSM finite-temperature Higgs potential, Journal of Modern Physics. Vol. **2**. No. 5. P. 301-322. (2011).
- [4.] Allakhverdieva A.E., Dolgoplov M.V., Rykova E.N., Restrictions on parameters of minimal supersymmetric standard model, Journal of Mathematical Sciences. **264**. № 6. C. 672-683. (2022).

BASIC STRUCTURE OF NON-PERTURBATIVE QCD

Dmitriy G. Pak^{1,*}

¹Physical-Technical Institute of Uzbekistan Academy of Sciences, Chingiz Aytmatov str. 2^b, 100084 Tashkent, Uzbekistan, *E-mail: drgn2@yandex.ru (corresponding author)

Abstract

We construct a space of classical one-particle dynamical solutions satisfying exact equations of motion of standard $SU(3)$ quantum chromodynamics (QCD). The gluon solutions provide microscopic description of QCD vacuum and vacuum gluon condensate which is stable against quantum fluctuations. It has been demonstrated that obtained solutions possess inherent color symmetry with respect to Weyl group of $SU(3)$. The Weyl group representations allow to classify gluon solutions and define strict concepts of gluons as fundamental particles.

The knowledge of full space of dynamical solutions leads to construction of one-particle quantum states and proper definition of analog of the Hilbert quantum space. Our results represent a new approach to non-perturbative formulation of QCD based on Weyl color group.

Key words: non-perturbative QCD, stable vacuum, color confinement

1. Introduction

Despite on tremendous progress since invention of quantum chromodynamics (QCD) a strict non-perturbative theory of QCD has not been constructed so far, and the origin and mechanism of color confinement, which is the main phenomenon in QCD, remains unclear. The deep insight on the nature of the color confinement was revealed in 1974-75 by Wilson [1], Kogut and Susskind [2], who observed that: (i) color confinement is intimately connected to color invariance of the vacuum, and, (ii) the existence of a non-degenerate vacuum provides the confinement phase. Based on this 't Hooft conjectured that QCD vacuum structure must be described by Abelian projected QCD [3], since the Abelian gluons are color neutral and can provide color invariant vacuum. Another crucial observation was made by Savvidy, who found in 1977, that a non-trivial vacuum was generated due to vacuum polarization effect [4]. Soon after that Nielsen and Olesen showed that Savvidy vacuum made of constant chromomagnetic fields is unstable against quantum gluon fluctuations [5].

In search of resolution of the problem of QCD vacuum which must be color invariant, non-degenerate and stable against quantum fluctuations, led to extensive studies of vacuum models based on various gluon field configurations. A strict microscopic structure of a quantum stable QCD vacuum has been obtained in [6], where it has been shown that a stable vacuum is realized by Weyl symmetric Abelian gluon fields. An important feature is that vacuum is constructed from only one Abelian gluon field representing color singlet representation with respect to Weyl group, a finite color subgroup of $SU(3)$, which is the only color group which survives after removing by gauge fixing all unphysical pure gauge field degrees of freedom. Manifestation of the Weyl group color symmetry in the vacuum structure in the space of one-particle gluon solutions has deep implications. The Weyl symmetry allows to construct analog of the Hilbert space of one-particle quantum states in non-perturbative formalism. This provides strict definition of concepts of fundamental particles, gluons and quarks, and open a new way to construction of non-perturbative theory of QCD.

In this paper we describe the singlet structure of the space of Weyl symmetric non-Abelian gluon solutions which lead to the space of one-particle quantum states for gluons. Generalization to the case of Weyl symmetric quarks is presented as well. Some physical implications of our approach are discussed.

2. Space of gluon one-particle quantum states

The main step in formulation of any quantum field theory is construction of the Hilbert space of one particle quantum states. In general, in non-linear theories a linear superposition principle is absent. Therefore, it is not possible to define a Hilbert space as a linear vector space. Nevertheless, one should find a full space of classical dynamical solutions to define particle content in the theory and construct a space of one-particle quantum states. In addition, formulation of the quantum theory of QCD must be consistent with the known hadron phenomenology, in particular, with color and quark confinement and with generation of non-trivial vacuum gluon and quark condensates.

Our main idea in constructing non-perturbative QCD is the following: a Weyl group of SU(3) is the only proper color symmetry group which survives after removing all pure gauge field degrees of freedom, and the Weyl symmetry determines all color attributes of gluons and quarks.

Other residual color subgroups of SU(3) are inconsistent with the color confinement and generation of the quantum stable non-degenerate vacuum.

We adopt the following requirements to the classical dynamical solutions:

- (i) consistence with quantum mechanical principles implies that at microscopic space-time level the dynamical solutions must depend on time and admit stationary classical states with a finite energy conserved inside space domain corresponding to interior of hadrons.
- (ii) the solutions must admit localization of particle states inside hadrons.
- (iii) the solutions must be exact solutions to exact equations of motion. Using of approximate solutions like in perturbative approach might lead to incorrect concepts of fundamental particles and loss of other important physical effects.
- (iv) the solutions describing the vacuum condensates and quantum states must be stable against quantum fluctuations.
- (v) solutions must be regular, and possess finite energy density and conserved total energy and momentum inside hadrons.

Based on these requirements we construct stationary dynamical solutions which provide microscopic description of the vacuum and color singlet structure of the Hilbert space of one-particle quantum states.

The main idea of our approach is to find a full space of stationary solutions which are symmetric under the Weyl group transformations. We construct a proper ansatz in two steps. First, we define a general Weyl symmetric ansatz for magnetic type gluon solutions. Such an ansatz contains gluon fields belonging to reducible multi particle Weyl group representations. Second, we will perform reduction of the general Weyl symmetric ansatz to the ansatz which contains only Weyl singlet representations.

We generalize a known SU(2) Dashen-Hasslacher-Neveu (DHN) ansatz for static solutions to time dependent solutions in SU(3) pure gluodynamics. A Weyl symmetric ansatz for SU(3) group is constructed by applying a generalized DHN ansatz with time dependent fields corresponding to I,U,V-type subgroups of SU(3). We define the following non-vanishing field components of the initial vector gauge potential A_i^a in I,U,V-sectors (we use notations: the color index takes values $a=(1,2,3...8)$, the space-time index $i=(0,1,2)$ denotes space-time indices corresponding to time (t), radius (r) and polar angle (θ) (in spherical coordinates), the full space-time index, denoted as $m=(0,1,2,3)$, includes azimuthal angle (φ))

$$\begin{aligned} \text{I: } & A_i^2 = K_i; & A_3^1 &= K_4; \\ \text{U: } & A_i^5 = -Q_i; & A_3^1 &= Q_4; \\ \text{V: } & A_i^7 = S_i; & A_3^1 &= S_4, \end{aligned} \tag{1}$$

where K_i, Q_i, S_i are non-Abelian gluon fields, K_4, Q_4, S_4 are Abelian fields. Two additional Abelian fields $A_\varphi^{3,8} = K^{3,8}$ corresponding to Cartan generators $T^{3,8}$ can be written as I,U,V-field components, using root vectors r^p ($p=1,2,3$ or I,U,V): $r^1 = (1,0)$, $r^2 = (-1/2, \sqrt{3}/2)$, $r^3 = (-1/2, -\sqrt{3}/2)$,

$$A_\varphi^p = r_\alpha^p A_\varphi^\alpha; \tag{2}$$

Ansatz (1,2) contains non-Abelian fields K_i, Q_i, S_i forming three reducible 3-dimensional Weyl representations. Abelian fields K_4, Q_4, S_4 form reducible 3-dimensional Weyl representation, and Abelian fields K_3, K_8 form a 2-dimensional Weyl representation. We impose additional constraints which extracts singlet 1-dimensional irreducible representations of the Weyl group

$$K_i = Q_i = S_i, \quad K_4 = -\frac{2}{\sqrt{3}}K_3, \quad Q_4 = \left(-\frac{1}{2} + \frac{\sqrt{3}}{2}\right)K_4, \quad S_4 = \left(-\frac{1}{2} - \frac{\sqrt{3}}{2}\right)K_4. \quad (3)$$

Finally, one has a final ansatz given by eqs. (1,2,3) which describes four Weyl singlet fields K_m , ($m=0,1,2,3$). One can verify that ansatz (1,2,3) is consistent with all QCD equations of motion producing four independent hyperbolic partial differential equations and one constraint for four independent fields K_m [6]. Numerical solutions to these equations have been obtained in [6] where it has been proved that Abelian solutions described by K_3 are stable against quantum gluon fluctuations and provide microscopic structure of the vacuum gluon condensate. It is surprising that the given ansatz describes two propagating modes $K_{2,3}$ describing Abelian and non-Abelian gluon solutions, and each of these solutions belongs to singlet irreducible representation of the Weyl group. This implies that these two modes lead to two one-particle quantum states for Abelian and non-Abelian gluons of magnetic type. The Abelian gluon solutions are obtained in the absence of non-Abelian fields $K_{0,1,2}$ and describe the density of the vacuum gluon condensate. The Abelian solutions are presented in a simple analytic form by vector spherical harmonics of magnetic and electric type which form a complete set of basis functions in the Hilbert space of all Abelian solutions. The space of non-Abelian solutions is a non-linear space, and it can not be supplied with a vector space structure. However, it can be shown that space of singlet solutions represents an infinite but countable space of solutions which can be described by a finite set of integer numbers [6]. An important role of existence of such classification belongs to the Abelian dominance effect[6], which implies that each non-Abelian solution contains Abelian field component. This allows to define a Fock space of one particle quantum states for non-Abelian solutions (or corresponding quantum states) over each selected Abelian state.

3. Confinement of a single gluon, glueball formation

A natural question arises whether a singlet gluon can be observed. We show that a single gluon forms a bound state localized in a compact space region due to interaction with the vacuum gluon condensate. To prove this we consider a simple effective Lagrangian based on one-loop effective Lagrangian in a pure gluodynamics

$$L^{1-l} = -\frac{1}{4}F_{mn}^2 - kg^2 F^2 \left(\text{Log} \left(\frac{g^2 F^2}{\Lambda_{QCD}^2} \right) - c \right) \quad (4)$$

where "k,c" are number factors, "g" is a strong coupling constant.

The effective potential corresponding to the one-loop Lagrangian has a minimum at non-zero value of the vacuum gluon condensate

$$g^2 B^2 = \Lambda_{QCD} e^{c-1-\frac{1}{2kg^2}}. \quad (5)$$

We split the field strength F_{mn} into background and quantum parts:

$$F_{mn} = B_{mn} + Q_{mn}, \quad (6)$$

where $B_{mn} = \partial_m B_n - (m \leftrightarrow n)$ - is the field strength describing the vacuum gluon condensate, and

the quantum part, $Q_{mn} = \partial_m Q_n - (m \leftrightarrow n)$, is a field strength defined in terms of Abelian vector potential describing the single gluon. Decomposing the one-loop Lagrangian around the minimum (5) one derives an effective Lagrangian for the single gluon interacting with the vacuum gluon condensate

$$L_{eff}^2 = -2k g^2 \frac{1}{B^2} (B^{mn} Q_{mn})^2, \quad (7)$$

where we keep only quadratic terms in quantum field for simplicity. In quasi-classical approximation the gauge potential for the vacuum gluon condensate is given by the lowest vector spherical harmonic with orbital number ($l=1$) and chosen first node $v_{11} = 2.74 \dots$

$$B_m = N x j_1(v_{11}x) \sin^2 \theta \sin(v_{11}t), \quad (8)$$

j_l is a spherical Bessel function, and we use dimensionless variables

$$x = \frac{r}{v_{11}}, \tau = \frac{t}{v_{11}}. \quad (9)$$

For the lowest state the vector potential for the single gluon is given by unknown coordinate function $a(x, \theta)$, and temporal phase shift angle φ_0 .

One can derive Euler equation from the effective Lagrangian (7) which represents a partial differential equation in spherical coordinates. For the lowest ground state the gluon potential $a(x, \theta)$ is a spherically symmetric function with only radial coordinate dependence, and the partial differential equation turns into ordinary differential equation which can be easily solved numerically. The solution and corresponding energy is presented in Fig. 1.

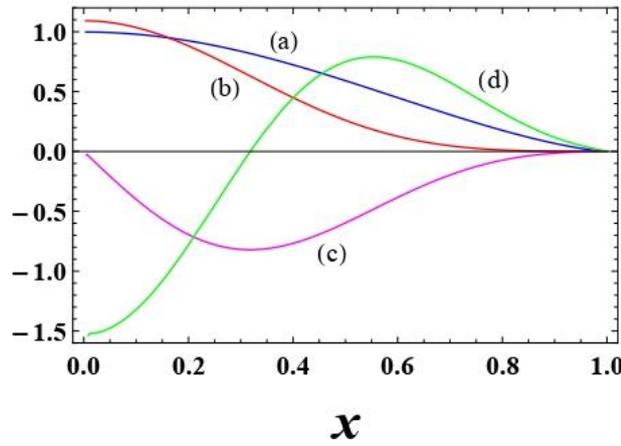


Figure 1. (a) Solution $f(x)$ with a unit amplitude (in blue); (b) a corresponding radial energy density (in red); (c) the first derivative of the energy density (in violet); (d) the second derivative of the energy density (in green); the solution has a minimal energy at the phase shift value $\varphi_0 = \pm \frac{\pi}{2}$.

The solution vanishes on the space boundary given by a sphere with radius $x=1$ in dimensionless units. The energy density and its first and second radial derivatives vanishes at $x=1$ as well. Therefore, the solution is defined on a compact space corresponding to the interior space of a hadron. The solution describes a stable ground state for the lightest scalar glueballs with quantum numbers defined in the same way as for two photons and lead to lightest glueballs $0^{++}, 0^{\pm}$. Note that result is model independent, and it can be obtained from a class of effective Lagrangian functions like a known Ginsburg-Landau model.

We conclude, that due to interaction of the gluon with vacuum gluon condensate a localized bound state is formed which represents a colorless hadron, glueball. So that a single gluon can not be observed as a free particle

4. Weyl symmetric singlet structure of quarks

Now we consider SU(3) QCD with one flavor quark in the presence of the vacuum gluon condensate. Substituting ansatz (1-3) into Dirac equation for quark complex fundamental triplet one obtains the following equation

$$\left[i \gamma^m \partial_m - m + \frac{g}{2} \gamma^m A_m G + \frac{g}{2} \gamma^m \tilde{A}_m Q \right] \Psi = 0, \quad (10)$$

where G and Q are color charge matrices

$$G = \begin{pmatrix} w^1 & w^3 & w^2 \\ w^3 & w^2 & w^1 \\ w^2 & w^1 & w^3 \end{pmatrix}, \quad Q = \begin{pmatrix} 0 & -i & i \\ i & 0 & -i \\ -i & i & 0 \end{pmatrix}, \quad (11)$$

$$\text{and } w^p = w_3^p + w_8^p, \quad w_{3,8}^p \text{ - are weights, and } A_m = \delta_{m3}K_3, \quad \tilde{A}_m = \delta_{mi}K_i, \quad (12)$$

with index values $(m=0,1,2,3)$ and $(i=0,1,2)$. Matrix G has three color eigenvectors $u^{0,\pm}$ with corresponding eigenvalues $\lambda^{0,\pm}$

$$u^0 = \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix}, \quad u^\pm = \begin{pmatrix} w^1w^3 + w^2(\pm\tilde{g} - w^2) \\ w^2w^3 + w^1(\pm\tilde{g} - w^1) \\ w^1w^2 + w^3(\pm\tilde{g} - w^3) + \tilde{g}^2 \end{pmatrix}, \quad (13)$$

$$\lambda^0 = 1, \quad \lambda^\pm = \pm\sqrt{\tilde{g}}.$$

The color vector u^0 belongs to irreducible singlet representation of the Weyl group, and two color vectors u^\pm belong to irreducible 2-dimensional Weyl representation. Decomposing the quark triplet Ψ in the color vector basis $u^{0,\pm}$ one obtains decomposition of the triplet quark Ψ into the sum of singlet quark Ψ^0 and two quarks Ψ^\pm from 2-dimensional representation

$$\Psi = \Psi^0 u^0 + \Psi^+ u^+ + \Psi^- u^-. \quad (14)$$

With this one obtains from eqn. (10) the equations for singlet and doublet quarks

$$\begin{aligned} [i \gamma^m \partial_m - m] \Psi^0 &= 0, \\ \left[i \gamma^m \partial_m - m \pm \frac{\sqrt{\tilde{g}}}{2} \gamma^m A_m \right] \Psi^\pm &= 0. \end{aligned} \quad (15)$$

One should notice, that so far we did not take into account the equation of motion for the vacuum gluon field, assuming that vacuum gluon condensate potential is defined in the absence of quarks. If we consider the vacuum gluon condensate in the presence of sources, i.e., quarks one finds that equation for gluon field with the quark source does not admit non-trivial quark solutions implying instead only trivial vanishing solutions for quarks. Therefore, the presence of quarks leads to vacuum reconstructing, and one should generalize the Weyl ansatz (1-3) in a consistent way with the original full QCD equations of motion. Even though the above consideration is valid only in the presence of a given external vacuum gluon condensate, it serves as a direct indication to possible existence of a singlet and doublet quark representations with respect to Weyl color group. Indeed, one can find a Weyl symmetric Abelian projection which is consistent with equations of motion of QCD and leads to decomposition of the initial quark triplet into a direct sum of singlet and doublet irreducible quark representations [8]. Note, that the existence of a singlet quark does not imply immediately that a single quark can be observed. As we have shown in [7] a single quark forms a localized bound state, a meson, due to interaction with the vacuum quark condensates. So that, the gluons and quarks as single particles may not be observed directly due to vacuum polarization effects and interaction with vacuum quark and gluon condensates resulting in formation of hadrons.

5. Discussion:

The most simple non-perturbative quantization can be performed by the known quantization scheme based on functional integration with using background field method. The original gauge potential is decomposed into two parts

$$A_m^a = B_m^a + Q_m^a, \quad (16)$$

where Q_m^a is a quantum potential describing virtual quantum gluon fields corresponding to gluons in internal lines of Feynman diagram. These gluons are arbitrary and one has to perform functional integration over all possible field configurations. The field B_m^a describes on-shell singlet gluon interacting with vacuum gluon condensate function, so that B_m^a should be defined as a wave function of glueball. Certainly such quantization left the problem of full integration over all quantum fields over loops. This problem remains open.

A new principal idea of our approach is that the Weyl group as a finite color subgroup of SU(3) plays an important role in definition of concepts of one-particle quantum states for fundamental particles in QCD, and the Weyl singlet structure of gluon solutions provides the existence of color invariant non-degenerate vacuum which is a necessary condition for existence of color confinement phenomenon as it was observed in

[1-3]. Another physical manifestation of Weyl symmetry as an inherent color symmetry of gluons is demonstrated by the structure of the one-loop effective potential which implies that a deepest non-degenerate vacuum is realized by singlet gluon field, whereas the 2-dimensional Weyl representation of Abelian gluon fields realizes degenerate vacuums which is inconsistent with color confinement [7]. Generalization to the case of QCD with quarks has been considered in details in a recent work [8].

Acknowledgements:

Author thanks P.M. Zhang, T. Tsukioka, I. Anikin, A. Kotikov and M. Ivanov for valuable discussions. Author thanks I. Anikin, O. Teryaev for hospitality and stimulating discussions during visiting BLTP JINR, Dubna.

References

- [1] K. G. Wilson, Phys. Rev. **D10**, (1974) 2445.
- [2] J. Kogut and L. Susskind, Phys. Rev. **D11** (1975) 395.
- [3] G. 't Hooft, Nucl. Phys. **B190**, (1981) 455.
- [4] G.K. Savvidy, Phys. Lett. **B71**, 133 (1977).
- [5] N.K. Nielsen and P. Olesen, Nucl. Phys. **B160**, 380 (1979).
- [6] D.G. Pak, B.-H. Lee, Y. Kim, T. Tsukioka, and P.M. Zhang, Phys. Lett. **B780** (2018) 479.
- [7] D.G. Pak, B.-H. Lee, Y. Kim, T. Tsukioka, and P.M. Zhang, Phys. Lett. **B839**, (2023) 137804.
- [8] D.G. Pak, talk at international Conf. "DSPIN-2023", Sept. 4-8, JINR, Dubna, Russia (2023) (to be published).

PRACTICAL APPLICATIONS OF THE ISOMERIC NUCLEI IN NUCLEAR ENGINEERING

¹Palvanov Satimboy, Tuymuradov Abror, Tuymuradov Dilmurod, Mamayusupova Mukaddas, Ashurov Sindorjon, Khamidov Tursunali, Jamoldinov Fozilbek²

¹National University of Uzbekistan named after Mirzo Ulugbek, Universtitet str. 4, 100174, Tashkent, Uzbekistan,

*E-mail: ashurovsindor@gmail.com (corresponding author)

²Tashkent State Technical University named after Islam Karimov, 100095, Uzbekistan, City: Tashkent, District: Almazar, Street University, 2A

Abstract

Isomeric nuclei, exotic states of atomic nuclei with extended lifetimes, have become invaluable assets in the realm of nuclear engineering. This abstract explores the diverse and vital practical applications of isomeric nuclei, shedding light on their contributions to nuclear reactor design, fuel development, safeguards, waste management, and beyond.

Nuclear Reactors: Isomeric nuclei play a pivotal role in nuclear reactors by facilitating the study of nuclear reactions and capture processes. These investigations enhance our understanding of nuclear fuels and materials, thereby influencing reactor design, safety measures, and fuel optimization.

Nuclear Fuel Development: The behavior of nuclear fuels, including their stability, fission properties, and radiation resistance, is scrutinized through isomeric state nuclei. This knowledge informs the development of advanced nuclear fuels, enhancing both performance and safety.

Nuclear Cross-Section Measurements: Accurate measurements of neutron cross-sections, facilitated by isomeric nuclei, are vital for predicting neutron interactions with reactor materials, thus ensuring reactor safety and performance.

Nuclear Data Libraries: Data associated with isomeric nuclei populate nuclear data libraries, serving as essential references for reactor simulations, radiation shielding calculations, and nuclear system design.

Nuclear Fuel Cycle Analysis: Isomeric nuclei underpin the analysis of nuclear fuel cycles, optimizing the production and consumption of fissile materials, ultimately reducing nuclear waste generation.

Neutron Sources: Isomeric nuclei with suitable decay properties serve as valuable neutron sources for applications such as neutron radiography, activation analysis, and scattering experiments, significantly advancing materials testing and characterization.

Materials Testing: Isomeric nuclei are instrumental in materials testing and radiation damage studies, providing insights into material performance when exposed to radiation in nuclear environments.

Key words: nuclear engineering, isomeric nuclei, fuel cycle, nuclear reactor

References

1. D'Angelo, A., et al. (2019). Activation cross-section measurements for Tc-98m production in the context of the Tc-99m shortage. *Applied Radiation and Isotopes*, 155, 108924.
2. McLaughlin, R. P., et al. (2020). Cross-section measurements for production of medically relevant Tc-99m using deuteron and proton accelerators. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, 324(3), 791-799.
3. Forrest, C. J., et al. (2019). Measurement of the $^{98}\text{Mo}(n, \gamma)^{99}\text{Mo}$ and $^{94}\text{Mo}(n, \gamma)^{95}\text{Mo}$ reaction cross sections below 1 MeV using a C6D6 detector array. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A*, 930, 37-42.
4. Pillon, M., et al. (2018). Radioactive isomeric beam studies for nuclear astrophysics and exotic nuclear structure. *European Physical Journal A*, 54(4), 54.

ASYMPTOTIC NORMALIZATION COEFFICIENT FOR $^{11}\text{B}+p \rightarrow ^{12}\text{C}$ FROM THE $^{11}\text{B}(^{10}\text{B}, ^9\text{Be})^{12}\text{C}$ REACTION AND THE $^{11}\text{B}(p, \gamma)^{12}\text{C}$ ASTROPHYSICAL S FACTOR

Maulen Nassurulla^{1,2}, N. Burtebayev^{1,2}, S.V. Artemov³, S.B. Sakuta⁴, K. Rusek⁵, S.B. Igamov⁶, Marzhan Nassurulla¹, O.R. Tojiboev³, F.Kh. Ergashev³, A. Sabidolda^{1,2}, R. Khodjaev^{1,2}, Y.B. Mukanov^{1,2}, E. Piasecki⁵

¹Institute of Nuclear Physics, Almaty, Kazakhstan

²Al-Faraby Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

³Institute of Nuclear Physics, Academy of Sciences of Uzbekistan, *E-mail: ergashev@inp.uz (corresponding author)

⁴National Research Center "Kurchatov Institute", Moscow, Russia

⁵Heavy Ion Laboratory, University of Warsaw, Poland

⁶Branch of National Research Nuclear University MEPhI, 100214 Tashkent, Uzbekistan

Abstract

The final goal of the proposed work is the correct calculation of the astrophysical S-factor $S_{12\text{C} \rightarrow 11\text{B}+p}(E)$ of the $^{11}\text{B}(p, \gamma)^{12}\text{C}$ radiative capture in the low energy range, including $E=0$, as well as the rate of this reaction at stellar temperatures using the values of the squares asymptotic normalization coefficients (ANC) $C^2_{12\text{C} \rightarrow 11\text{B}+p}$ for bound proton configurations of the ^{12}C nucleus. The objectives presented here are to obtain the accurate ANC values for the $^{11}\text{B}+p \rightarrow ^{12}\text{C}$ configurations from the analysis of the measured differential cross sections (DS) for the $^{11}\text{B}(^{10}\text{B}, ^9\text{Be})^{12}\text{C}$ proton transfer reaction at energies slightly above the Coulomb barrier, where the transfer process is assumed to be peripheral.

The DS of the $^{11}\text{B}(^{10}\text{B}, ^9\text{Be})^{12}\text{C}$ reaction were measured at the energy $E_{10\text{B}}=41.3$ MeV on the beam of the U-200P heavy ion accelerator at the University of Warsaw. The targets were thin self-supporting boron films up to $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ thick (with ^{10}B enrichment up to 90%). A two-dimensional ΔE -E analysis system was used to identify the type of the resulting reaction products. The angular distributions of the proton transfer reaction for the ground (0^+), first (2^+ , 4.439 MeV), and third (3^- , 9.638 MeV) excited states of the ^{12}C nucleus were measured in the range of angles of 9-65 degrees in the center-of-mass system. The systematic error of the experimental DS did not exceed 15%. This was caused by errors in determining the target thickness, inaccuracies in measuring the beam current and the solid angle of the ΔE -E spectrometer. The statistical errors of the measured DS are about 1-5% for small angles and increase at large angles, but do not exceed 10%.

To analyze the DS of the $^{11}\text{B}(^{10}\text{B}, ^9\text{Be})^{12}\text{C}$ reaction, the formalism of the modified distorted wave Born approximation (MDWBA) was used [1-3]. The evaluation of the peripherality of the proton transfer process over the range of angles within the main interference maximum was performed using the introduced test function $\rho(b_{12\text{C} \rightarrow 11\text{B}+p})$, the deviation of which from unity with a change in the geometry of the Woods-Saxon proton binding potential characterizes the degree of peripherality. It has been found that its values vary within $\pm 1\%$, $\pm 6\%$ and $\pm 2\%$ during proton transferring to the ground, first and third excited states of the ^{12}C nucleus, accordingly. These values are within the experimental error, hence the reactions can be considered peripheral, and MDWBA analysis of the DS can be performed to extract the "experimental" ANC values.

As a result, the values of the ANC squares of the proton binding were found for the ground (0^+), as well as the first (2^+) and third (3^-) excited states of the ^{12}C nucleus. The found ANC values for the $^{12}\text{C} \rightarrow ^{11}\text{B}+p$ system will be used to calculate the S-factor $S_{12\text{C} \rightarrow 11\text{B}+p}(E)$ of $^{11}\text{B}(p, \gamma)^{12}\text{C}$ radiative capture in the low-energy range, including $E=0$ MeV.

This work is funded by the Ministry of Science and Higher Education of the Republic of Kazakhstan (Grant No. AP14870964 "Research on the interaction of protons and ^{10}B ions with ^{11}B nuclei for thermonuclear and astrophysical applications").

References

- [1.] S.V. Artemov, et al, Analysis of the Reactions ($^3\text{He}, d$) on 1p-Shell Nuclei by a Method Combining DWBA and Dispersion Relations, Phys. At. Nucl. **59**, 428 (1996)
- [2.] S.V. Artemov, Doctorial dissertation (Institute of Nuclear Physics, Uzbekistan Academy of Sciences, Tashkent, 2002)
- [3.] A.M. Mukhamedzhanov, et al, Asymptotic normalization coefficients for $^{10}\text{B} \rightarrow ^9\text{Be}+p$, Phys. Rev. C **56**, 1302 (1997)

INVESTIGATION OF THE EXCITATION OF ISOMERIC STATES OF ^{81m}Se IN REACTIONS OF THE TYPE (γ, n) , (n, γ) AND $(n, 2n)$ ON $^{80,82}\text{Se}$ NUCLE

**S.R. Palvanov¹, D. Raimbaev¹, S.E. Akhmedov¹, B.I. Kurbanov², M.I. Mamajusupova¹,
A.X. Ramazanov¹, A. Tuymurodov¹, D. Tuymurodov¹, S. Ashurov¹**

¹Department of Physics, National University of Uzbekistan, Tashkent, Uzbekistan

²Institute of Nuclear Physics, Tashkent, Uzbekistan

e-mail: saidmuhammadaxmed@gmail.com

Studies of the relative probabilities of excitation of isomeric and ground states of the final nucleus in nuclear reactions are of fundamental and applied importance. Of great importance is the study of the formation of isomeric states of nuclei in nuclear reactions with various bombarding particles, which make it possible to obtain information on the mechanisms of nuclear reactions and on the properties of excited states of atomic nuclei [1, 2]. Especially interesting is the study of nuclear reactions of the type $(n, 2n)$ and (γ, n) in the results of which the same nucleus is formed.

In this work, we studied the cross sections for the excitation of isomeric states in the reactions (γ, n) , $(n, 2n)$, and (n, γ) on tellurium isotopes in the energy range 13–35 MeV. The experiments were carried out on the NG-150 neutron generator and the BBP-CM nuclear reactor of the Institute of Nuclear Physics Academy of Sciences of Uzbekistan [3]. The data for photoneutron reactions were obtained from the atlas of gamma spectra obtained at an electron accelerator. The gamma rays emitted in the ^{81m}Br decay and by calibration gamma-ray sources were measured using a HPGe detector with efficiency 15% and energy resolution 1.8 keV at the energy of 1332 keV of the ^{60}Co . To obtain the absolute values of the cross sections of the ground and isomeric states, we used the methods of comparing the yields of the studied and monitor reactions. As a monitor reaction, we used $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$ ($T_{1/2} = 15$ h, $E_\gamma = 1368$ keV), the cross section of which is: $\sigma_m = 121.57 \pm 0.57$ mb at $E_n = 14.1$ MeV [4].

The energy dependence of isomeric ratios of yields in the energy range 12-35 MeV was obtained for the first time. The excitation functions (γ, n) - reactions were obtained from experimental isomeric ratios and total cross sections of the photoneutron reaction σ_n [4]. The cross section was calculated by the Penfold – Liss method with a step of 1 MeV [5]. The energy dependence of the reaction cross sections is approximated by Lorentz curves.

To evaluate and compare the experimental results, we calculated the reaction cross section using the TALYS-1.6 software package [6]. The results obtained are compared with the results of the calculation carried out within the framework of the statistical model.

Key words: cross sections, ground and isomeric states, neutron generator

References

- [1]. Palvanov S. R., Razhabov O. //Atomic Energy 1999, v. 87, p. 533.
- [2]. Мазур В.М.// ЭЧАЯ. 2000. Vol. 31. вып.2. С.1043.
- [3]. www.inp.uz
- [4]. www.oecd-neo.org
- [5]. Penfold A.S., Leiss J.E. // Phys. Rev. 1959, v.114, No.5, p.1332.
- [6]. Nuclear Data for Science and Technology. Eds. O. Bersillon, F. Gunsing, E. Bauge, R. Jacqmin, S. Leray ND 2007 (Nice, France April 22 -27, 2007). EDP Sciences 211-214 (2008).

АССОЦИАТИВНЫЕ МНОЖЕСТВЕННОСТИ ЗАРЯЖЕННЫХ ПИОНОВ И ВТОРИЧНЫХ ПРОТОНОВ В СОБЫТИЯХ С ЛИДИРУЮЩИМИ ПРОТОНАМИ В $p^{12}C$ -СОУДАРЕНИЯХ ПРИ 9.9 ГэВ/С

К. Олимов¹, А.А. Жонзаков², А.Р. Курбонов²

¹Физико-технический институт Академии наук Узбекистана, ул. Чингиза Айтматова. 2^b, 100084 Ташкент, Узбекистан, *E-mail: Olimov@uzsci.net

²Джизакский государственный педагогический университет, 130100. Джизакская область. Город Джизак, улица Шарафа Рашидова, 4.

Аннотация

Исследованы средние множественности, средние значения полного, поперечного импульсов, а также парциальных коэффициентов неупругости заряженных пионов, образующихся в $p^{12}C$ -соударениях при 9.9 ГэВ/с. Изучены зависимости средних множественностей заряженных пионов и протонов от продольного импульса лидирующих протонов. Экспериментальные результаты сравниваются с предсказаниями модифицированной модели FRITIOF. Средние множественности и средние значения полного, поперечного импульсов, а также парциальных коэффициентов неупругости заряженных пионов в пределах статистических погрешностей совпадают с предсказаниями модифицированной модели FRITIOF. Модель также удовлетворительно описывает экспериментальную зависимость средних множественностей заряженных пионов от продольного импульса лидирующих протонов.

Ключевые слова: средние множественности, полный и поперечный импульсы, парциальные коэффициенты неупругости, лидирующие протоны.

1. Введение

Хорошо известно, что пионы являются наиболее часто образующимися частицами в адрон- и ядро-ядерных соударениях при высоких энергиях [1,2]. Анализ зависимостей средних множественностей заряженных пионов и протонов от продольного и поперечного импульсов лидирующего протона позволяет получить важную информацию о динамике сильного взаимодействия. Сравнение таких экспериментальных данных с предсказаниями модифицированной модели FRITIOF позволяет выявить, как в ней учитываются законы сохранения энергии-импульса (кинематика) и корреляции (динамика) между различными характеристиками вторичных частиц из области фрагментации мишени и снаряда. Настоящая работа посвящена исследованию средней множественности и средних значений полного, поперечного импульсов, парциальных коэффициентов неупругости заряженных пионов, образующихся в $p^{12}C$ -соударениях при 9.9 ГэВ/с. Следует отметить, что представляемые ниже данные являются совершенно новыми, так как экспериментальный материал по столкновениям протонов с ядрами углерода впервые тщательно разделен из взаимодействий этих протонов с молекулой пропана и введены несколько поправки, такие как восстановление импульсов частиц с длиной проекции в рабочем объеме камеры меньше 4 см и применен метод разделения быстрых ($p > 750$ МэВ/с) протонов и π^+ -мезонов.

2. Экспериментальный материал

Экспериментальный материал получен с помощью 2-метровой пропановой пузырьковой камеры Лаборатории высоких энергий Объединенного Института Ядерных Исследований (ОИЯИ) (Дубна, Россия), помещенной в магнитное поле напряженностью 1.5 Тл и облученная пучком протонов с импульсом 9.9 ГэВ/с на Дубненском синхрофазотроне ОИЯИ. Для отбора событий неупругих $p^{12}C$ -соударений из взаимодействий протонов с пропаном (C_3H_8) мы использовали критерии, приведенные в работах [3, 4, 5]. Все отрицательно заряженные частицы принимались за π^- -мезоны. Это связано с тем, что при наших энергиях столкновений отрицательные пионы составляют основную долю (более 95%) среди отрицательно заряженных частиц. Пионы с импульсом менее 50 МэВ/с не регистрировались из-за их малого пробега в пропановой пузырьковой камере. Средняя ошибка измерения углов вылета заряженных пионов составила около 0.8 градуса. Средняя относительная погрешность измерения импульса заряженных пионов составила около 11%.

Анализируемая статистика эксперимента состоит из 22724 неупругих $p^{12}\text{C}$ -столкновений при 9.9 ГэВ/с, измеренных в условиях полной геометрии.

Следует отметить, что модифицированная модель FRITIOF [6-10] удовлетворительно описывает средние множественности, средние значения полного и поперечного импульсов заряженных пионов, образующихся в $p^{12}\text{C}$ -, $d^{12}\text{C}$ -, $\alpha^{12}\text{C}$ - и $^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ -соударениях при 4.2 А ГэВ/с, однако она недооценивает высокоимпульсные части распределений полного и поперечного импульсов [8,11-14]. Для сравнения экспериментальных данных с предсказаниями FRITIOF модели, не изменяя значения ее параметров, приведенных в работах [6-10], были сгенерированы 50 тысяч событий для $p^{12}\text{C}$ -соударений при 9.9 ГэВ/с.

3. Анализ экспериментальных результатов

Экспериментальные средние множественности, средние значения полного и поперечного импульсов, а также парциального коэффициента неупругости заряженных пионов, образованных в $p^{12}\text{C}$ -столкновениях при 9.9 ГэВ/с вместе с соответствующими расчетами в рамках модифицированной модели FRITIOF [6-10] представлены в таблице. Средние значения полного импульса заряженных пионов в табл.1 рассчитаны в лабораторной системе. Приведенные в таблице средние значения парциальных коэффициенты неупругости заряженных пионов рассчитывались как отношение суммы их полной энергии в каждом событии, к кинетической энергии налетающего протона:

$$K(\pi) = \sum_i (E_i / T_0)$$

где E_i – полная энергия заряженных пионов (π^- или π^+) в событии, а T_0 – кинетическая энергия налетающего протона.

Как видно из таблицы, экспериментальные значения средней множественности, среднего значения полного импульса, а также парциального коэффициента неупругости в пределах статистических погрешностей совпадают с расчетными значениями по модифицированной модели FRITIOF [7-10]. Последнее обстоятельство, по-видимому, указывает на то, что в модели корректно учтено распределение первичной энергии, вновь рожденным заряженным пионам. И в модели, и в эксперименте средние множественности положительных пионов на величину 0.29 – 0.30 больше, чем отрицательных, что связано с дополнительным образованием первых за счет неупругой реакции перезарядки ($p \rightarrow n + \pi^+$) протона-снаряда. Средние значения полного и поперечного импульсов положительных пионов и в модели, и в эксперименте в среднем на 3-4% больше, чем у отрицательных пионов, что также связано с указанной выше реакцией неупругой перезарядки исходного протона. Некоторое разногласие (в пределах 5-6%) между экспериментом и модели наблюдается в средних значениях поперечного импульса заряженных пионов, что, по-видимому, в модели необходимо учитывать (хотя слабую) зависимость среднего значения поперечного импульса заряженных пионов от первичной энергии.

Таблица.1. Средняя множественность, средние значения полного и поперечного импульсов, а также парциальных коэффициентов неупругости заряженных пионов, образованных в $p^{12}\text{C}$ -столкновениях при 9.9 ГэВ/с.

Источник	$\langle n(\pi) \rangle$		$\langle P \rangle$, MeV/c		$\langle P_{\perp} \rangle$, MeV/c		$\langle K \rangle$	
	π^-	π^+	π^-	π^+	π^-	π^+	π^-	π^+
Эксперим.	0.97±0.01	1.26±0.01	927±6	987±6	291±1	302±1	0.102±0.001	0.141±0.001
FRITIOF	0.95±0.01	1.25±0.01	943±4	994±4	276±1	284±1	0.101±0.001	0.140±0.001

В работе [15] нами были изучены зависимости средних множественностей заряженных пионов и протонов от продольного и поперечного импульса лидирующего протона в $p^{12}\text{C}$ - и $n^{12}\text{C}$ -соударениях при 4.2 ГэВ/с. Экспериментальные результаты были сравнены с предсказаниями модифицированной модели ФРИТИОФ [6-10]. Было показано, что модель качественно описывает зависимости средней множественности заряженных пионов и протонов от продольного импульса лидирующего протона. Такая зависимость, скорее всего, является следствием закона сохранения энергии и импульса, т.е. она не связана с динамикой сильного взаимодействия. Однако модель сильно противоречила зависимости средних множественностей заряженных пионов от поперечного импульса лидирующего протона. Такое противоречие модели с экспериментом было интерпретировано отсутствием в модели корреляции между снарядом и заряженными пионами, образованными в области фрагментации мишени. В данной работе мы провели такие же исследования для заряженных пионов и протонов в $p^{12}\text{C}$ -соударениях при 9.9 ГэВ/с. Протон считался лидирующим, если он среди остальных протонов

имеет максимальный продольный импульс и его значение превышает разность суммарного продольного импульса всех заряженных частиц и первичного импульса. Рассматривались события, в которых продольный импульс лидирующего протона по переменной Фейнмана ($x = p/2s^{1/2}$) превышает 0.45. Здесь величина s является квадратом полной энергии в системе центра инерции протон-протонного соударения.

На рис. 1(а, б) и 2 приведены зависимости средних множественностей заряженных пионов и вторичных протонов от Фейнмановской переменной X_{\max} лидирующего протона.

Как видно из рис. 1 и 2 средние множественности заряженных пионов и вторичных протонов как в модели, так и в эксперименте плавно падают с ростом величины X_{\max} , что связано с законом сохранения энергии-импульса. Модифицированная модель ФРИТИОФ [6-10] удовлетворительно описывает экспериментальную зависимость средних множественностей отрицательных и положительных пионов от X_{\max} лидирующего протона. Такую же зависимость для средней множественности вторичных протонов (рис. 2) модифицированная модель ФРИТИОФ [6-10] качественно описывает эксперимент. Это, по-видимому, связано с тем, что в модели средняя множественность протонов на 20% больше, чем в эксперименте.

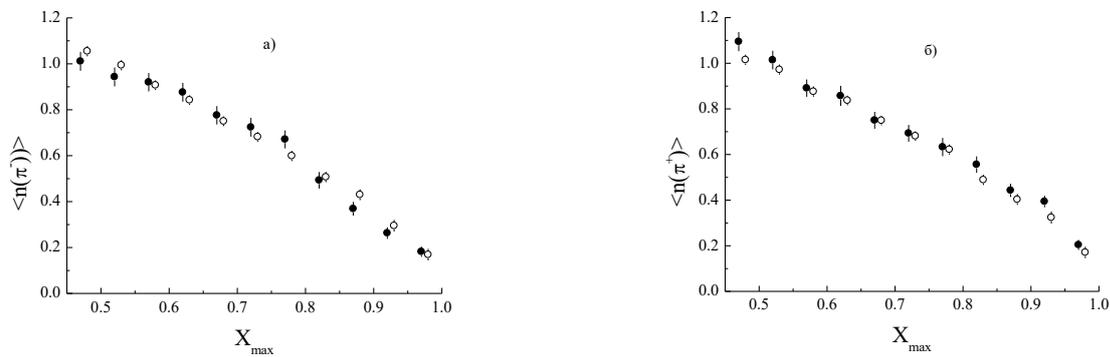


Рис. 1. Зависимости средних множественностей отрицательных (а) и положительных (б) пионов (закрытые кружки) от Фейнмановской переменной лидирующего протона X_{\max} в $p^{12}C$ -столкновениях при 9.9 ГэВ/с. Открытые кружки – предсказания модифицированной модели ФРИТИОФ [6-10].

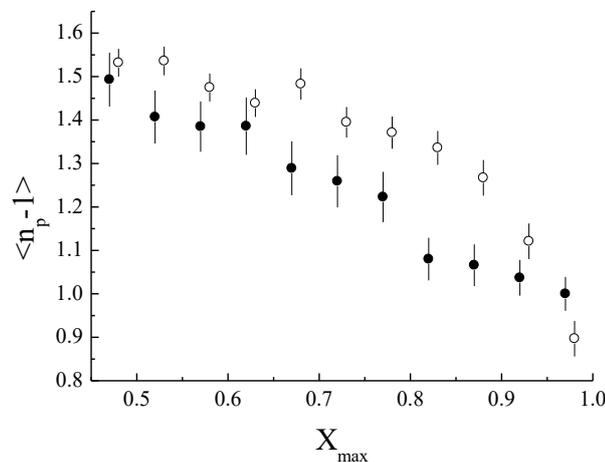


Рис. 2. Зависимость средней множественности вторичных протонов (закрытые кружки) от Фейнмановской переменной лидирующего протона X_{\max} в $p^{12}C$ -столкновениях при 9.9 ГэВ/с. Открытые кружки – предсказания модифицированной модели ФРИТИОФ [6-10].

4. Заключение

Исследованы средняя множественность и средние значения полного и поперечного импульса заряженных пионов и протонов, образующихся в $p^{12}C$ -соударениях при 9.9 ГэВ/с. Определены средние значения парциального коэффициента неупругости заряженных пионов. Изучены зависимости средних множественностей заряженных пионов и вторичных протонов от продольного импульса лидирующего протона. Экспериментальные результаты систематически сравнивались с предсказаниями модифицированной модели ФРИТИОФ [6-10]. Установлено, что модифицированная модель ФРИТИОФ [6-10] удовлетворительно описывает средние множественности и средние значения

полного, поперечного импульсов и парциального коэффициента неупругости заряженных пионов. Она также удовлетворительно воспроизводит зависимости средних множественностей заряженных пионов от продольного импульса лидирующего протона X_{\max} , что, скорее всего, связано с законом сохранения энергии и импульса. Аналогичную зависимость для средней множественности вторичных протонов модель [6-10] воспроизводит качественно. В модели при всех значениях продольного импульса лидирующего протона средняя множественность вторичных протонов в среднем, на 20% превышает экспериментальную, что, по-видимому, связано с большим числом внутриядерных соударений в первой по сравнению со вторым.

Литература

- [1.] P. Braun-Munzinger and J. Stachel, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 37, 97-131 (1987).
- [2.] E802 Collaboration (L. Ahle *et al.*), *Phys. Rev. C* 57, R466-R470 (1998).
- [3.] S. Backović *et al.*, *Phys. Rev. C* 46, 1501 (1992).
- [4.] D. Armutlisky *et al.*, *Z. Phys.* A328, 455 (1987).
- [5.] A. I. Bondarenko *et al.*, “**The Ensemble of interactions on carbon and hydrogen nuclei obtained using the 2 m propane bubble chamber exposed to the beams of protons and H-2, He-4, C-12 relativistic nuclei at the Dubna Synchrophasotron.**”, JINR Preprint No. P1-98-292 (Dubna, 1998).
- [6.] B. Gankhuyag and V. V. Uzhinskii, “Modified FRITIOF code: Negative charged particle production in high-energy nucleus-nucleus interactions”, JINR Preprint No. P2-96-419 (Dubna, Russia, 1996).
- [7.] Ts. Baatar *et al.*, *Phys. Atom. Nucl.* 63, 839 (2000).
- [8.] A. S. Galoyan *et al.*, *Phys. Atom. Nucl.* 66, 836 (2003).
- [9.] A. S. Galoyan *et al.*, “Simulation of Nucleus-Nucleus Interactions in the Framework of the FRITIOF Model at the Energy of 3.3 GeV/Nucleon”, JINR Preprint E2-2000-306 (JINR, Dubna, 2000).
- [10.] V. V. Uzhinskii, “MODIFIED CODE FRITIOF. User’s Guide”, JINR Communications E2-96-192 (Dubna, Russia, 1996).
- [11.] Kh. K. Olimov and Mahnaz Q. Haseeb, *Phys. At. Nucl.* 76, 595 (2013).
- [12.] Akhtar Iqbal, Kh. K. Olimov, Imran Khan *et al.*, *Int. J. Mod. Phys. E* 23, 1450047 (2014).
- [13.] Kh. K. Olimov *et al.*, *Int. J. Mod. Phys. E* 23, 1450084 (2014).
- [14.] Kh. K. Olimov *et al.*, *Physical Review C* 92, 024909 (2015).
- [15.] K. Olimov, K. G. Gulamov, V. V. Lugovoi *et al.*, *International Journal of Modern Physics E*, Vol. 31, No. 05, 2250054 (2022).

ИЗМЕРЕНИЕ СТАНДАРТНОЙ МОДЕЛИ НА ТЭВ-КОЛЛАЙДЕРАХ

Э.Э. Дустмуродов^{1,2}

¹Институт Ядерной Физики АН РУз, Ташкент, Узбекистан (PhD)

²Ташкентский государственный университет транспорта (ассистент)

eldordustmurodov@mail.ru

Мы изучили, что данные БАК для процессов стандартной модели (СМ) охватывают очень широкий кинематический диапазон, доступ к поперечным импульсам и массам порядка ТэВ и выше. Для точного понимания в таких масштабах необходимо учитывать электрослабые (ЭС) поправки более высокого порядка в дополнение к поправкам КХД.

Данные СМ, полученные при 7 ТэВ и 8 ТэВ, с их небольшими статистическими погрешностями и уменьшающимися (с течением времени) систематическими ошибками, полезны не только для проверки теоретических прогнозов, но и в качестве входных данных для глобальной функции распределения партонов (PDF).

Ключевые слова: функции распределение партонов (PDF), pA – протон-ядро, КХД – квантовая хромодинамика, NLO – рядом с ведущим порядком поперечное сечение.

Введение. Среди различных механизмов образования бозона Хиггса (H) в рамках стандартной модели глюон-глюонный синтез (GGF) через виртуальную петлю из топ-кварков имеет наибольшее поперечное сечение на Большом адронном коллайдере (БАК). Хотя прямые измерения свойств бозона Хиггса в этом канале, без применения каких-либо ограничений на дополнительные струи, затруднены из-за большого фона КХД, точные теоретические прогнозы для ассоциированного образования бозона Хиггса и струй в GGF важны по нескольким аспектам. С одной стороны, возможность надежной оценки теоретической неопределенности при наложении вето на джет в значительной степени зависит от знания инклюзивных и исключаяющих поперечных сечений образования бозона Хиггса и дополнительных струй, с другой стороны, образование бозона Хиггса вместе с двумя струями в GGF является одним из основных неприводимых предпосылок для получения бозона Хиггса. образование бозона Хиггса при векторном слиянии бозонов (VBF), которое позволяет непосредственно исследовать связь бозона Хиггса с другими электрослабыми бозонами.

Вклад ведущего порядка (LO) в образование бозона Хиггса в сочетании с двумя струями (H+2-струи) и тремя струями (H+3-струи), сохраняющий полную зависимость максимальной массы (m_t), был вычислен соответственно в ссылках. [1]. Эти расчеты показали, что приближение большой верхней массы ($m_t \rightarrow \infty$) справедливо всякий раз, когда масса частицы Хиггса и pT струй ненамного больше массы верхнего кварка. В представленных здесь результатах мы принимаем это приближение и вводим набор эффективных вершин, которые непосредственно связывают частицу Хиггса с двумя, тремя и четырьмя глюонами [2].

Результаты. Мы начнем наше обсуждение с представления нескольких предсказаний для распределения скорости бозона Хиггса на рис.1. На всех трех панелях этого рисунка мы показываем один и тот же прогноз NLO для производства H+3-струй (красные линии) и сравниваем его на двух левых панелях с двумя различными прогнозами точности LO для H +3-струй (синие линии). Мы наблюдаем большие, O (50%), положительные поправки, которые распределены почти равномерно по всему диапазону скорости H; они увеличиваются в прямой/обратной области. На крайней левой панели оба прогноза LO и NLO были получены из одного и того же набора NLO PDF, то есть CT10nlo. Как видно на средней панели, исправления уменьшаются на $\sim 20\%$, если в качестве обработки используется порядок, который согласуется между PDF-файлами и вычислениями на уровне parton. Тогда половину эффекта можно просто отнести к большему значению $\alpha_s(M_Z)$ параметризации cteq611, которое мы использовали для вычисления результата LO на средней панели. Масштабные неопределенности центральных прогнозов показаны соответствующими конвертами того же цвета. Повышая точность описания до NLO, мы обнаруживаем уменьшение этих ошибок с $\pm 50\%$ до менее чем 30% по модулю, что также означает, что полосы изменения масштаба из довольно симметричных превращаются в довольно односторонние.

Это следствие установки центральных шкал/шкал по умолчанию именно там, где находится плоскогорье поперечного сечения NLO.

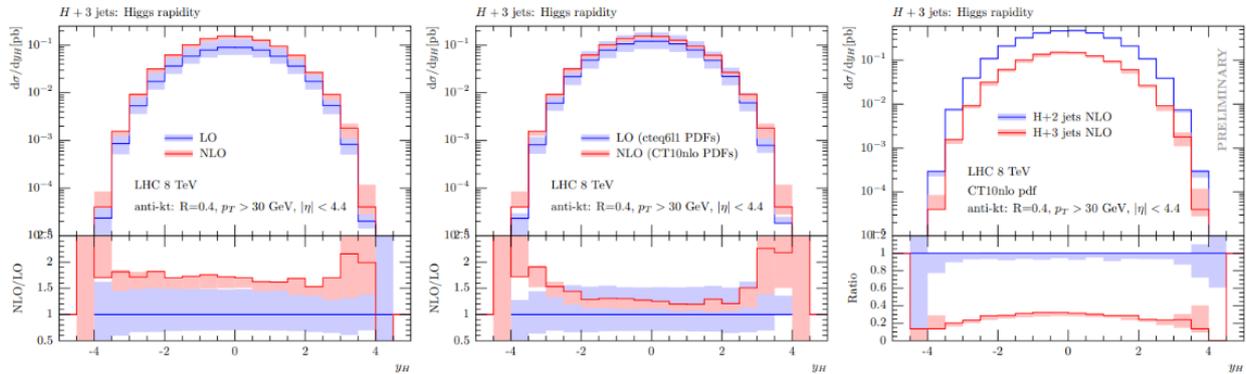


Рис.1: Распределения скоростей бозонов Хиггса и их неопределенности в масштабе $\mu R, F$ (показаны полосами пастельного цвета) при образовании $H+3$ -струй на БАКЕ $E_{\text{ст}} = 8$ ТэВ. На двух графиках слева показано сравнение прогнозов NLO (красный) и LO (синий), где результат LO на левой панели был получен с использованием того же PDF-файла, что и для вычисления NLO. Графики соотношения внизу визуализируют изменение K -фактора в диапазоне скоростей бозона Хиггса. На самой правой панели сравниваются распределения y_H образцов NLO с 3-мя струями (красная) и 2-мя струями (синяя) (требуется только две маркирующие струи), а в нижней части показано их дифференциальное соотношение поперечных сечений.

График справа от рис.1 представляет собой прямое сравнение распределений y_H , полученных в образцах NLO с 2 струями (синий) и 3 струями (красный). Колебания масштаба приводят к $O(20\%)$ неопределенностям в довольно широком диапазоне y_H . Хотя две выборки NLO отличаются на порядок α_s , связанные с ними масштабные неопределенности сопоставимы по размеру и лишь несколько меньше для случая $H+2$ -jets. Поскольку нам не требуется больше двух маркирующих струй, линия $H+3$ -струй на нижнем графике фактически визуализирует количество $g\bar{3}/2$ по-разному в зависимости от y_H . Оно незначительно варьируется в пределах включительно, $-0,3$ значения, приведенного в таблице выше. Дифференциальное соотношение также показывает, что образование бозонов Хиггса в образце с 3 струями занимает несколько более центральное место, чем в образце с 2 струями [3].

Сосредоточив внимание на поперечных импульсах и скоростях струй p_{T_i}, H_{T_i} (левые столбцы) и y_{j_i} (правые столбцы), как показано для трех самых сильных струй на рис.2, мы замечаем, что они демонстрируют очень похожие характеристики изменения масштаба и уменьшения ошибок, как обсуждалось для спектров y_H , представленных на рис.1. Аналогично для поправок NLO на скорости струи, мы снова находим, что они довольно хорошо описываются постоянными положительными сдвигами, которые здесь составляют порядка 20%, см. рис.2. В отличие от этого, все дифференциальные K -коэффициенты, связанные с распределениями p_{T_i} в струях на этом рисунке, показывают снижение в сторону больших значений p_{T_i} . Другими словами, даже несмотря на то, что скорость образования струи, связанной с Хиггсом, увеличивается при NLO, p_{T_i} -хвосты теряют твердость при принятии относительных мер. Это происходит из-за дополнительного излучения, уносимого из системы четвертой струей, которая смещает спектры всех остальных струй к более низким значениям[4].

Заключение. Воспользовавшись недавними разработками в области автоматизированного вычисления предсказаний NLO, мы сообщили о результатах КХД NLO в подобном АТЛАСУ анализе инклюзивного бозона Хиггса плюс 2-струйные и 3-струйные конечные состояния.

Амплитуды контуров были сгенерированы с помощью GoSam и вычислены с использованием новой разработки в области методов уменьшения подынтегральных выражений, основанной на разложении Лорана и реализованной в коде Ninja. Для интеграции амплитуд на уровне дерева и фазового пространства мы использовали Sherpa и MadGraph/Dipole/Event framework.

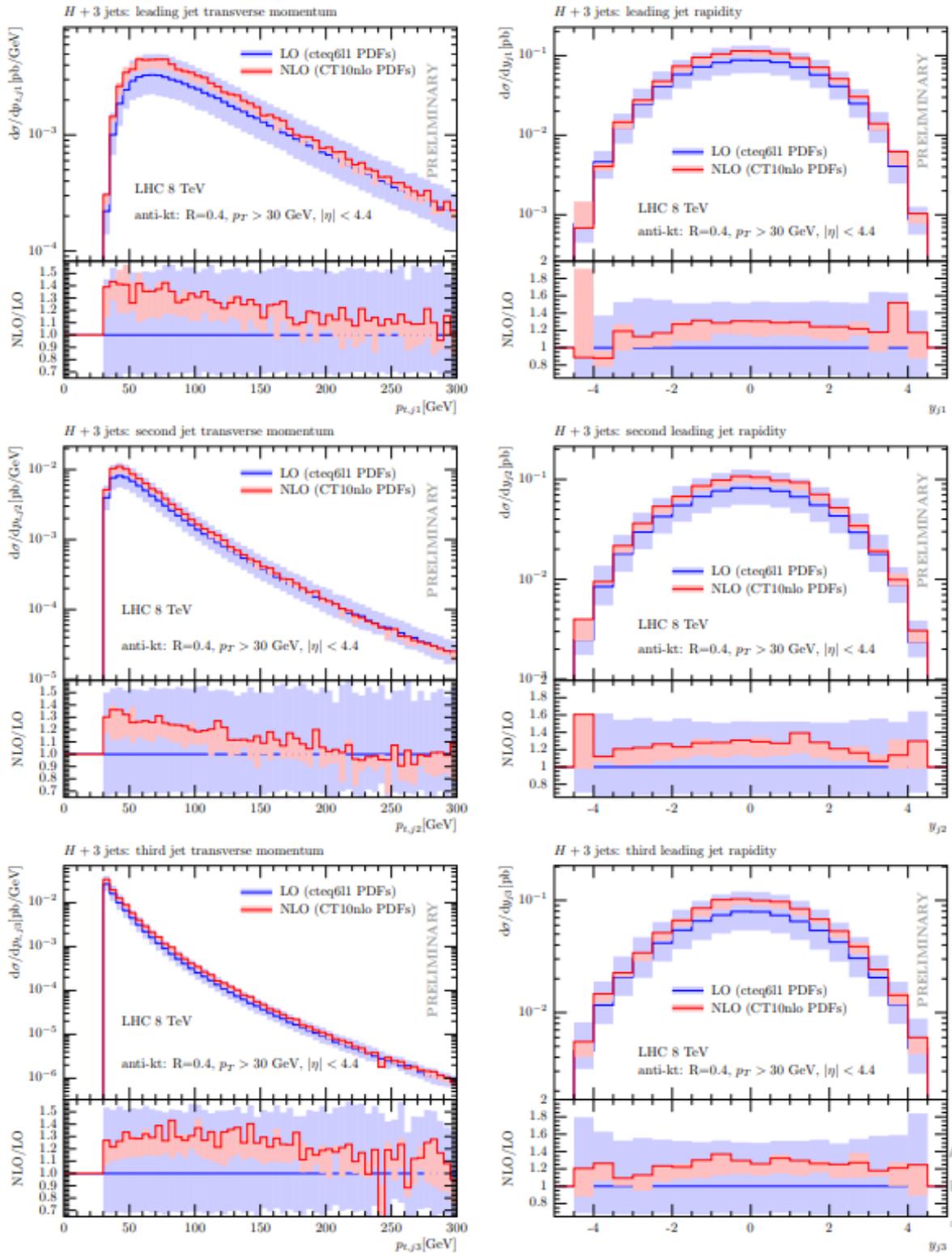


Рис.2: Образование бозона Хиггса плюс три струи в ведущем (синий) и следующем за ведущим (красный) порядках для протон–протонных столкновений при $E_{ст} = 8$ ТэВ. Поперечные моменты и скорости трех самых сильных струй показаны в левой и правой колонках соответственно. Размер погрешностей шкалы был обозначен слегка окрашенными полосами, расположенными вокруг каждого центрального прогноза. Нижние графики показывают вариации К-фактора для каждой из этих наблюдаемых одиночных струй.

Мы считаем, что поправки NLO важны и приводят к существенному изменению скорости и твердости струи. На уровне общего включающего поперечного сечения мы обнаруживаем увеличение почти на 30% как для N+2-струй, так и для N+3-струй, в то время как изменение масштаба уменьшается

примерно до 15%. Рассматривая дифференциальные распределения, мы наблюдаем, что распределения скоростей для бозона Хиггса и первых трех самых сильных струй получают положительный сдвиг примерно на 20%, что является довольно постоянным во всем кинематическом диапазоне. Вместо этого для поперечных распределений импульса струй мы наблюдаем уменьшение К-фактора в сторону больших значений p_t , тогда как в поперечном распределении импульса бозона Хиггса это уменьшение происходит очень медленно. Дифференциальные соотношения $r_{3/2}$ для скоростей довольно плоские и никогда не превышают 35%, однако в случае поперечного распределения импульсов они достигают 50% для ведущей струи и бозона Хиггса. Это показывает, что вкладом $H+3$ -струй нельзя пренебрегать при инклюзивном анализе, чувствительном к двум струям. Другой наблюдаемой величиной, в которой поправки NLO к $H+3$ -струям играют важную роль, является распределение p_t в системе H_{j1j2} . Фактически, впервые распределение описано с точностью NLO для $p_t > 2p(jet) t, \min = 60$ ГэВ.

Было бы интересно изучить влияние поправок NLO, представленных здесь, при применении типичных сокращений VBF. Современные инструменты Монте-Карло позволяют, кроме того, изучать эти поправки в согласованной системе NLO плюс parton shower framework, объединенной с прогнозами меньшей кратности. Мы откладываем эти исследования до будущей публикации.

ЛИТЕРАТУРЫ

1. G. Soyez, Physics at TeV colliders: standard model working group report// High Energy Physics – Phenomenology, - 2014, vol.1, pp.1405-1607
2. Э.Э. Дустмуродов, ОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТИЦ ПРИ РЕЛЯТИВИСТСКОМ СТОЛКНОВЕНИИ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР НА LHC (С ПОМОЩЬЮ GEANT4), Science and Education, toml (9) с.59-65 (2020)
3. Э.Э. Дустмуродов, РОЖДЕНИЕ БЫСТРЫХ ПО-МЕЗОНОВ В ЯДРОЯДЕРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 4, 5 А ГэВ/с С РАСЧЁТАМИ ПО МОДЕЛИ FRITIOF, Science and Education, toml (4) с.11-15 (2020)
4. Б.С. Юлдашев, Э.Э. Дустмуродов, ПОНИМАНИЕ БОЗОНА ХИГГСА С ПОМОЩЬЮ LheC, Science and Education, toml (4) с.16-21 (2020)

НОВЫЕ УРОВНИ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЯДРА КИСЛОРОДА В ДИФРАКЦИОННОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ $O^{16} + p \rightarrow O^{16*} + p' \rightarrow 4\alpha + p'$ В ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЕ С ЭНЕРГИЕЙ 3.25 ГЭВ НА НУКЛОН ЯДРА КИСЛОРОДА

Владимир В. Луговой^{1*}, Хусниддин К. Олимов^{1,2}, Кадыр Г. Гуламов¹,
Косим Олимов¹, Буньод А. Синдаров¹ и Алишер К. Олимов¹

¹Physical-Technical Institute of Uzbekistan Academy of Sciences, Chingiz Aytmatov str. 2^b, 100084 Tashkent, Uzbekistan, *E-mail: lugovoi195713@mail.ru (corresponding author)

²National University of Science and Technology MISIS (NUST MISIS), Almalyk branch, Almalyk, Uzbekistan

Аннотация

В водородной камере исследованы 43 редкие (с вероятностью появления 0.0046) дифракционные реакции $O^{16} + p \rightarrow O^{16*} + p' \rightarrow 4He^2 + p'$ превращения возбужденного ядра кислорода O^{16*} в 4 ядра гелия при энергии налетающего ядра кислорода 3.25 ГэВ на нуклон. Показано, что процесс выбивания протоном ядер He^2 (α – частиц) из ядра O^{16} исключается, так как в этом случае нет согласия между экспериментальными и теоретическими распределениями ядер He^2 по поперечным, продольным, угловым распределениям импульса и различным корреляциям между ними. И наоборот, представлено хорошее согласие для изотропного (в системе покоя распадающегося ядра) распада по девяти каналам как прямого распада O^{16*} на четыре He^2 , так и с образованием промежуточных возбужденных ядер углерода, бериллия. Алгоритм беспараметрического Монте-Карло расчета описывается. Изотропия распада обосновывается. Обнаруженные уровни энергии возбуждения ядра кислорода представлены в таблице, где уровни ниже 40.10 MeV согласуются с уровнями, ранее опубликованными другими авторами. Остальные уровни, от $(40.10 \pm 4.01) MeV$ до $(99.69 \pm 9.97) MeV$, ранее не наблюдались.

Key words: ядро кислорода, дифракция, новые уровни возбуждения, беспараметрическая Монте-Карло модель PACS Nos.: 25.10.+s, 27.20.+n

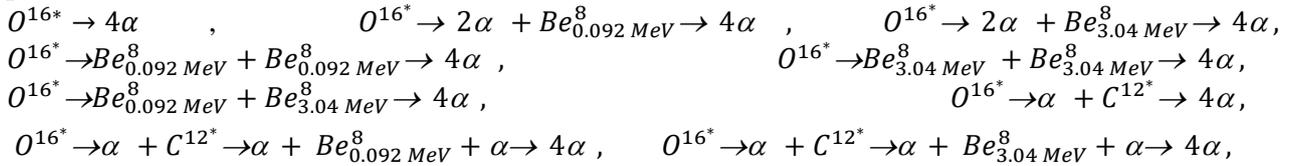
1. Введение

Возбужденные ядра кислорода могут распадаться на различные стабильные и нестабильные ядра [1-3]. Наивысшую энергию связи имеют нуклоны ядра гелия-4, называемые также α -частицами. Многочисленные наблюдения за распадом ядер на α -частицы привели к появлению гипотезы о том, что более тяжелые ядра могут иметь структуру, состоящую из α -частиц [1-3]. Всесторонняя проверка такой гипотезы могла бы иметь большое значение для создания как теории ядерного распада, так и теории термоядерного синтеза более легких ядер (например, α -частиц) в тяжелые ядра [1-3]. Предлагаемый нами механизм распада возбужденного ядра может быть проверен статистическим методом, а именно моделированием Монте-Карло [4]. Здесь (и в [5]) мы представляем (что очень важно) беспараметрическую модель Монте-Карло, учитывающую только энергетически разрешенные каналы распада возбужденного ядра кислорода-16 на четыре α -частицы. Статистические распределения для различных кинематических характеристик моделируемых α -частиц сравнивались с аналогичными распределениями для экспериментальных α -частиц, образующихся в кислород-протонных взаимодействиях, $O^{16} + p \rightarrow O^{16*} + p' \rightarrow 4He^2 + p'$, при импульсе 3,25 ГэВ/с на нуклон кислорода в системе покоя протона [6-11]. В [11] показано, что эта специфическая реакция имеет дифракционную природу и низкую вероятность появления. А именно, сечение неупругой $O^{16} - p$ реакции составляет (334 ± 6) миллибарн, тогда как сечение изучаемой реакции $O^{16} + p \rightarrow 4He^2 + p'$ составляет (1.42 ± 0.25) миллибарн, что приводит к малой вероятности её появления, равной 0.0046. А увидели мы эти редкие 43 реакции $O^{16} + p \rightarrow O^{16*} + p' \rightarrow 4He^2 + p'$ потому, что в нашем эксперименте исследовалось более 10 000 событий.

2. Предполагаемая физическая картина процесса

В результате дифракционного взаимодействия между снарядом (ядром O^{16}) и мишенью (протоном) ядру O^{16} передается четырехмерный импульс, приводящий к возбуждению ядра, т. е. увеличению его инвариантной массы на величину дискретных уровней, приведенных в [12]. В разделе 2 работы [5] подробно описан алгоритм выбора как массы нестабильных ядер O^{16*} , C^{12*} , Be^8 [12-14], так и каналов распада $O^{16*} \rightarrow 4\alpha$, в которых появляются эти нестабильные ядра C^{12*} , Be^8 . Наша Монте-Карло модель генерации массы ядра O^{16*} и его распада не имеет свободных параметров

потому, что в них нет необходимости. А именно, масса O^{16*} генерируется по экспериментальному распределению инвариантной массы 4-х α – частиц (см. Рис.1). Далее, мы используем 9 каналов распада O^{16*} :



где нижний индекс указывает массу частицы.

Выбор канала в нашей Монте-Карло модели определяется той логикой, что природа выбирает наиболее экономный путь развития процесса, то есть реализуется тот канал распада, для которого энергия выхода (масса O^{16*} минус масса дочерних частиц реакции) наиболее близка к энергии возбуждения распадающегося ядра (O^{16*}). Та же логика работает в реакции распада промежуточной частицы C^{12*} на дочерние частицы, и так далее.

И, наконец, Монте-Карло генерация каждого из указанных выше распадов происходит изотропно, в системе покоя распадающейся частицы и диктуется только законами сохранения энергии и импульса с относительной точностью вычисления 10^{-10} (см. [5],[15]). Изотропия распада обосновывается следующим образом. Согласно [12-14] распадающаяся частица может иметь большую массу и большой спин. Согласно закона сохранения момента, это может привести к тенденции разлета дочерних частиц в плоскости, перпендикулярной к вектору спина распадающейся частицы. Однако, в инклюзивном ансамбле распадов, сам этот вектор спина распадающейся частицы имеет изотропное распределение, что эквивалентно изотропному распаду материнской частицы в системе её покоя, что мы и делаем в Монте-Карло модели.

3. Сравнение Монте-Карло расчета с экспериментальными данными

Для проверки физической логики, кратко изложенной выше, было сгенерировано 1000 Монте-Карло событий. На рис.2-12 ($N = 1000$, n – число частиц) представлено сравнение теоретических и экспериментальных значений для характеристик ядер He^2 (α – частиц).

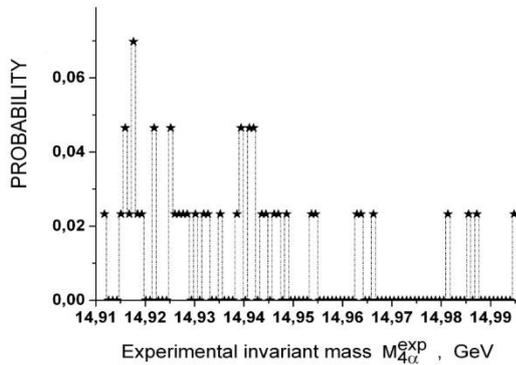


Рис.1. Распределение по экспериментально измеренным инвариантным массам 4х α -частиц, по которому генерировалось значение массы возбужденного ядра O^{16*} .

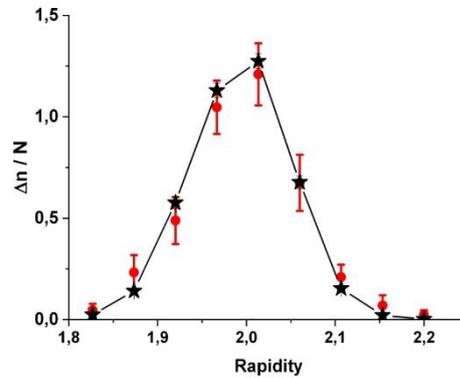


Рис.2. Распределение α -частиц по быстроте.

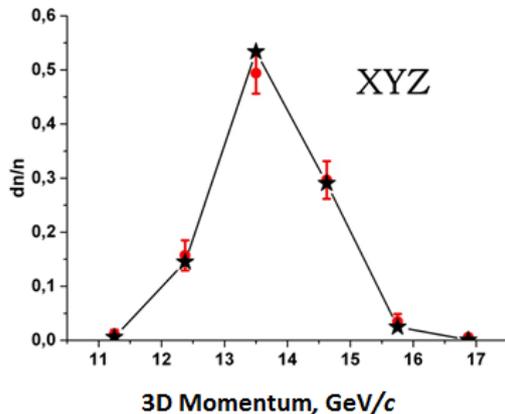


Рис.3. Распределение α -частиц по 3D импульсу.

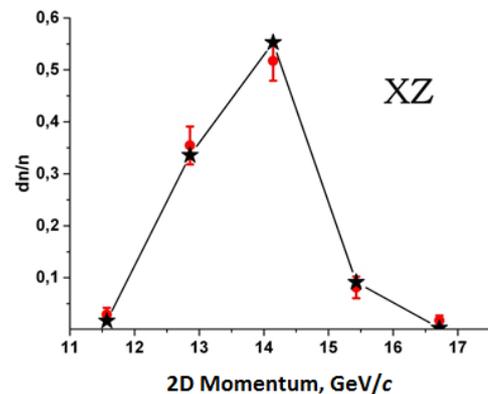


Рис.4. Распределение α -частиц по 2D импульсу.

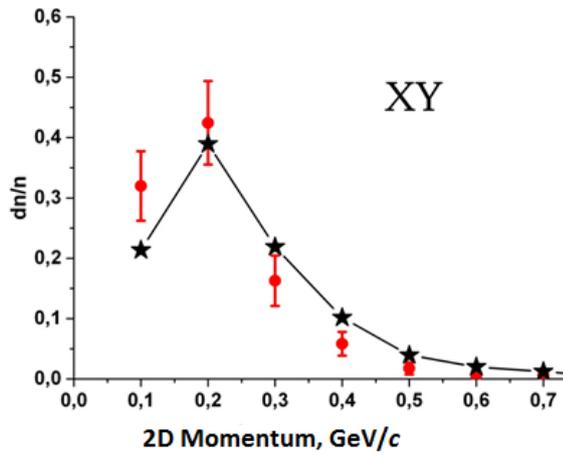


Рис.5. Распределение α -частиц по 2D импульсу.

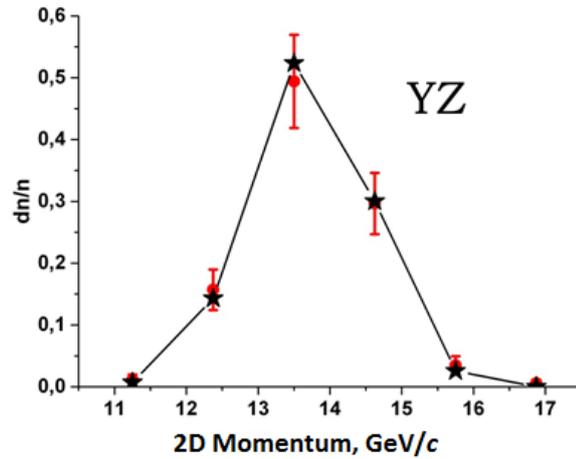


Рис.6. Распределение α -частиц по 2D импульсу.

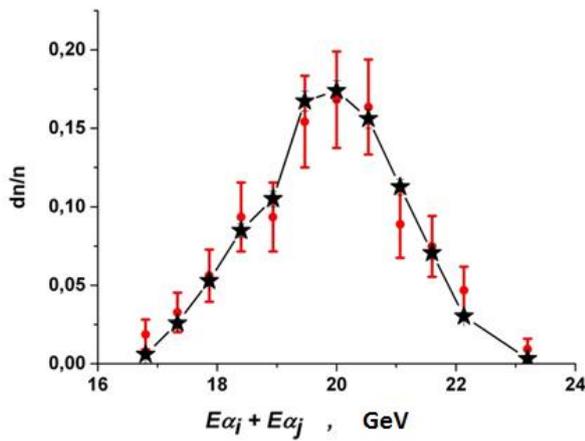


Рис.7. Распределение по сумме кинетических энергий всех пар α -частиц.

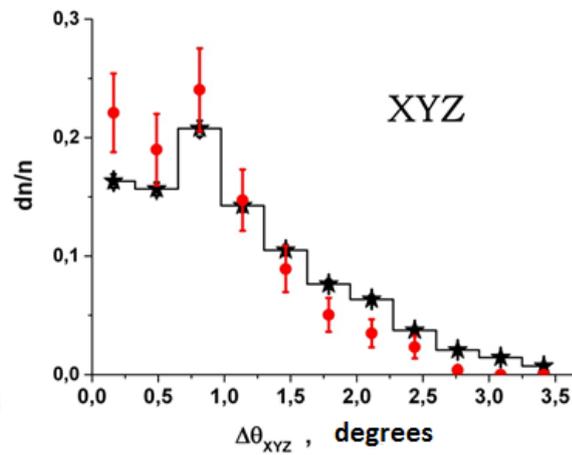


Рис.8. Распределение по углу между векторами 3D импульсов α -частиц.

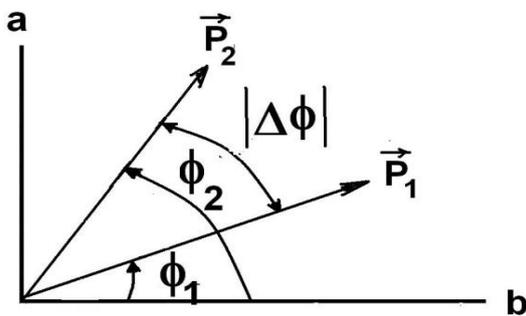


Рис.9. В произвольной **ab** плоскости определение разности $|\Delta\phi|$ между углами ϕ_1 и ϕ_2 для 2D векторов \vec{P}_1 и \vec{P}_2 двух α -частиц.

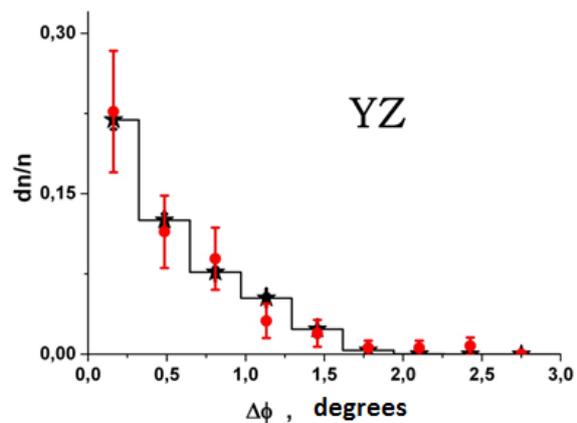


Рис.10. Распределение α -частиц по углу $|\Delta\phi|$ (см. Рис.9) в YZ плоскости.

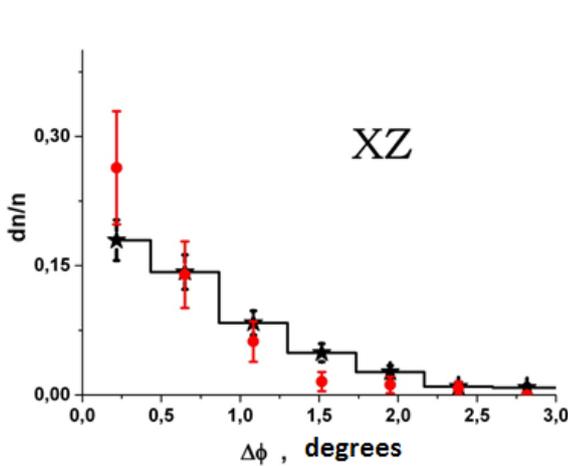


Рис.11. Распределение α -частиц по углу $|\Delta\phi|$ (см. Рис.9) в XZ плоскости.

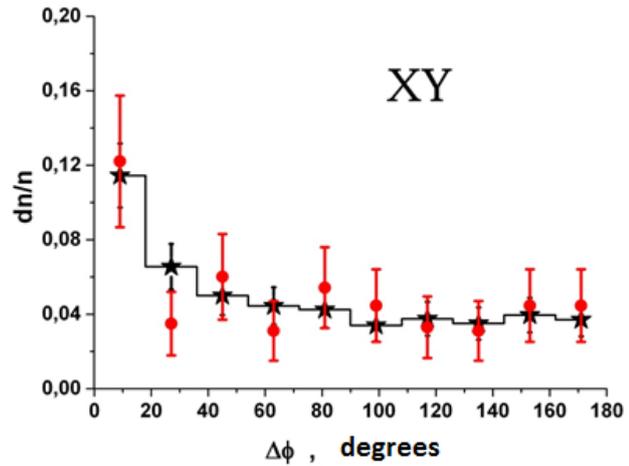


Рис.12. Распределение α -частиц по углу $|\Delta\phi|$ (см. Рис.9) в XY плоскости.

4. Заключение

Визуально рисунки 2-12 демонстрируют хорошее согласие экспериментальных данных с Монте-Карло расчетом, что подтверждается и расчетом χ^2 критерия [5],[16],[17]. Всё это говорит в пользу тех, перечисленных выше, физических гипотез, которые лежат в основе алгоритма Монте-Карло расчета. В частности, это, пусть и обоснованная, но всё же гипотеза о том, что экспериментально наблюдаемые четыре α – частицы являются продуктами изотропного распада возбужденного ядра кислорода. Однако, в принципе, может произойти и альтернативный процесс – выбивание протоном α – частиц из ядра кислорода. В этом случае никакого возбужденного состояния ядра кислорода не образуется, а α – частицы летят анизотропно в системе центра масс $4x$ α – частиц. При этом распределение инвариантной массы $4x$ α – частиц вполне может быть таким же, как на Рис.1. Для проверки этой гипотезы, инвариантная масса $4x$ α – частиц опять генерировалась согласно Рис.1, но вместо изотропного распада моделировался процесс анизотропного выбивания. Это приводило к существенному разрушению согласия результатов Монте-Карло расчета с экспериментальными данными. При этом, чем больше вводилось анизотропии, тем больше было разногласие.

Мы полагаем, что всё это доказывает верность гипотезы о том, что в исследуемых редких $43x$ событиях образуются возбужденные состояния ядра кислорода O^{16*} с массами, представленными на Рис.1. Если из этих значений вычесть массу невозбужденного ядра кислорода, то получатся обнаруженные значения уровней возбуждения ядра кислорода. Они представлены в Таблице 1.

Таблица 1. Перечень уровней возбуждения (в МэВ) ядра кислорода, найденные в наших экспериментальных данных (43 значения). Ошибка $\approx 10\%$.

15.91	19.83	20.18	20.80	21.69	21.96	22.05	22.49	23.29	23.92
26.23	26.32	29.25	29.61	30.32	31.39	32.28	32.72	34.32	36.10
37.61	40.10	43.39	43.84	44.19	45.35	45.88	46.24	46.42	48.37
48.64	50.51	51.49	53.53	58.16	59.05	67.67	68.30	70.43	85.82
90.44	92.22	99.69							

Сравнивая значения уровней в Таблице 1 и уровней возбуждения из работы [12], можно видеть, что, в пределах ошибок, уровни ниже 40.10 МэВ согласуются с уровнями, ранее опубликованными другими авторами [12]. Остальные уровни, от (40.10 ± 4.01) МэВ до (99.69 ± 9.97) МэВ, ранее не наблюдались.

Полученные результаты могли бы быть использованы не только для теории ядерного распада, но также и для анализа термоядерного синтеза более тяжелых элементов.

References

- [1.] D.A. Artemenkov *et al.*, “Clustering features of ^{11}B , ^7Be , ^8B , ^9Be , and ^{14}N nuclei in relativistic fragmentation”, In: Proceedings of the 9th International workshop “Relativistic nuclear physics from hundreds of MeV to TeV”, Modra-Harmonia, Slovakia, May 22-27, (2006), pp. 48-65.
- [2.] N.P. Andreeva *et al.*, Clustering in light nuclei in fragmentation above 1 A GeV, *Eur.Phys. J. A* **27**,295 (2006). 24
- [3.] D.A. Artemenkov, T.V. Shchedrina, R. Stanoeva and P.I. Zarubin, “Clustering features of ^9Be , ^{14}N , ^7Be , and ^8B nuclei in relativistic fragmentation”, In Proceedings of the International Symposium on Exotic Nuclei «EXON06», Khanty-Mansiysk, Russia, July 17-22, (2006), AIP conference proceedings, Vol. **912**,78 (2007).
- [4.] Kh.K. Olimov, V.V.Lugovoi, K. Olimov *et al.*, Monte Carlo modeling of production of three alpha-particles in low energy $n+^{12}\text{C}$ interactions, *Modern Physics Letters A* **36**,2150182 (2021).<https://doi.org/10.1142/S0217732321501820>
- [5.] V.V. Lugovoi, Kh.K. Olimov, K.G. Gulamov *et al.*, The parameter free Monte Carlo approach for diffractive dissociation of relativistic oxygen nuclei into four alpha particles in interactions with protons at 3.25 GeV/c per nucleon, *Int. J. Mod. Phys.E* (2023) to be published.
- [6.] V. V. Glagolev *et al.*, *JETP Lett.* **58**, 497 (1993).
- [7.] V. V. Glagolev *et al.*, *JETP Lett.* **59**, 336 (1994).
- [8.] V. V. Glagolev *et al.*, *Phys. At. Nucl.* **58**, 1896 (1995).
- [9.] V. V. Glagolev *et al.*, Fragmentation of relativistic oxygen nuclei in interactions with a proton, *Eur. Phys. J. A* **11**, 285 (2001).<https://doi.org/10.1007/s100500170067>
- [10.] K. Olimov *et al.*, Breakup of oxygen nucleus on isotopes of hydrogen and nitrogen nuclei in collisions with protons at 3.25 A GeV/c, *Int. J. Mod. Phys. E* **25**,1650060 (2016).<https://doi.org/10.1142/S0218301316500609>
- [11.] K. Olimov *et al.*, Breakup of oxygen nucleus on four doubly charged fragments in $^{16}\text{O}+p$ interactions at incident momentum of 3.25 GeV/c per nucleon, *Int. J. Mod. Phys. E* **31**,2250088 (2022),<https://doi.org/10.1142/S0218301322500884>
- [12.] D.R. Tilley, H.R. Weller, and C.M. Cheves, Energy Levels of Light Nuclei $A = 16-17$, *Nucl. Phys. A* **564**, 1 (1993).
- [13.] F. Ajzenberg-Selove, Energy Levels of Light Nuclei $A = 11-12$, *Nucl. Phys. A* **506**, 1 (1990).
- [14.] Centre for photonuclear experiments data. Nuclei and Reactions Unified Digital Information System, Research Institute of Nuclear Physics, Moscow State University.
<http://cdfc.sinp.msu.ru/services/unifsys/index.html>
- [15.] V.M.Chudakov, V.V.Lugovoi, Dual parton model of inelastic pp interactions and cascade breaking of string. *Z.Phys. C* **59**, 511 (1993). <https://doi.org/10.1007/BF01498633>
- [16.] H. Cramer, *Mathematical Methods of Statistics* (Princeton Univ. Press, 1946), p. 575.
- [17.] N.V. Smirnov and I.V. Dunin-Barkovsky, *Course in Probability Theory and Mathematical Statistics* (Nauka Publishing House, 1969), p. 512.

ДИФРАКЦИОННЫЙ РАЗВАЛ ЯДРА КИСЛОРОДА НА ЧЕТЫРЕ α -ЧАСТИЦЫ В ^{16}O -ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ПРИ 3.25 А ГЭВ/с

А.К. Олимов, К.Г. Гуламов, К. Олимов

Физико-технический институт Академии наук республики Узбекистан, улица Чингиза Айтматова, 26, 100084, г. Ташкент, Узбекистан,
E-mail: olimov@uzsci.net

Аннотация

Впервые изучен развал ядра кислорода на четыре α -частицы во взаимодействиях с протонами при 3.25 А ГЭВ/с. На основании анализа спектра протонов-отдачи по квадрату поперечного импульса определен радиус протона-мишени, который оказался равным 0.84 ± 0.05 фм, что совпадает с экспериментально найденным электрическим радиусом (0.831 ± 0.012 фм). Найдено сечение дифракционного развала ядра кислорода на четыре α -частицы, которое оказалось равным 1.42 ± 0.25 мб.

Ключевые слова: ядро кислорода, протон, дифракция, сечение, радиус, поперечный импульс, переданный четырех-мерный импульс, параметр наклона.

1. Введение

В ядерных соударениях при высоких энергиях существует особый класс дифракционных взаимодействий, в которых одно из ядер испытывает развал, а другое сохраняется, получая только какой-то четырехмерный импульс; какие-либо квантовые числа между ядрами при этом не передаются [1]. В работах [2,3] нами были изучены реакции развала ядра кислорода на двухзарядные и шестизарядные, а также на одно- и семизарядные фрагменты во взаимодействиях с протонами при 3.25 А ГЭВ/с и определены вклады различных механизмов реакций по указанным топологиям. Установлено, что развал ядра кислорода на α -частицу и ядро ^{12}C осуществляется по каналу дифракционной реакции с поперечным сечением 3.01 ± 0.36 мбн и каналу квазипуругого выбивания протоном-мишенью одного из α -кластеров ядра ^{16}O с поперечным сечением 1.12 ± 0.12 мбн. Поперечное сечение канала дифракционного развала ядра кислорода на ядро ^{15}N и протон-фрагмент оказалось равным 1.90 ± 0.30 , а на ядро ^{14}N и дейтрон – 0.76 ± 0.18 мбн.

В настоящей работе мы представим новые экспериментальные данные о дифракционном развале ядра кислорода на четыре α -частицы во взаимодействиях с протонами при 3.25 А ГЭВ/с.

2. Экспериментальный материал

Экспериментальный материал получен с помощью 1 м водородной пузырьковой камеры ЛВЭ ОИЯИ, облученной релятивистскими ядрами кислорода с импульсом 3.25 А ГЭВ/с на Дубненском синхрофазотроне и состоит из 10690 полностью измеренных неупругих ^{16}O -событий. Эксперимент позволяет с высокой точностью идентифицировать фрагменты ядра кислорода по заряду. Высокая точность измерения импульсов фрагментов ($\langle \Delta p/p \rangle = 3.4 \pm 0.1\%$ при длине проекции трека фрагмента в рабочем объеме камеры более 35 см) позволяет достаточно надежно идентифицировать их по массе. Разделение фрагментов по массе проводилось по их заряду и импульсу: однозарядный фрагмент с импульсом $1.75 \leq p \leq 4.75$ ГЭВ/с считался протоном-фрагментом, двухзарядный фрагмент с импульсом $p \leq 10.75$ ГЭВ/с относился к ^3He , а с импульсом $p > 10.75$ ГЭВ/с – к ^4He . Другие методические особенности эксперимента приведены в работах [3-5].

3. Анализ экспериментальных результатов

Импульсный спектр двухзарядных фрагментов ядра кислорода в событиях топологии (2222) во взаимодействиях с протонами при 3.25 А ГЭВ/с приведен на рис. 1.

Видно, что импульсный спектр двухзарядных фрагментов имеет два максимума – один широкий в области импульсов $9.5 \leq p \leq 10.5$ ГЭВ/с, а второй в области $p = 13$ ГЭВ/с. Первый максимум связан с образованием ядер ^3He , а второй – соответствует образованию ядра ^4He . Число событий с топологией (2222) оказалось в нашем эксперименте равным 106. В соответствии с нашими критериями отбора доля ядер ^3He оказалась равной $13.7 \pm 1.9\%$, а доля ядер ^4He , соответственно, равной $86.3 \pm 4.5\%$.

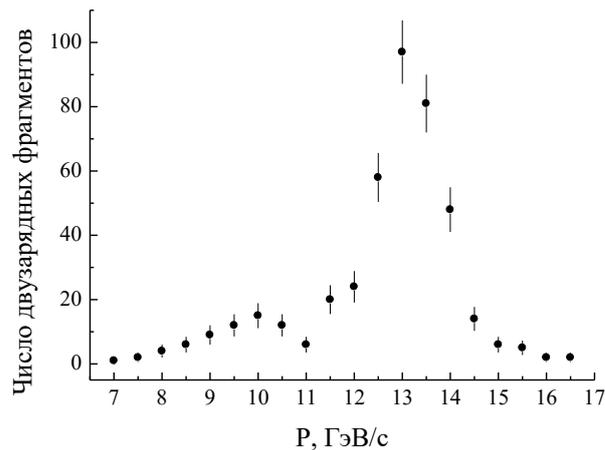
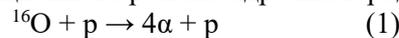


Рис. 1. Импульсное распределение двухзарядных фрагментов в событиях топологии (2222).

Для выделения событий дифракционного развала ядра кислорода на четыре α -частицы типа



как и в работе [3] будем вводить ограничения на угол вылета протона отдачи $\theta > 70^\circ$ и на его импульс $p < 0.4$ ГэВ/с. После введения таких ограничений на импульс и угол вылета протонов отдачи остались 43 события в реакции (1), которых можно считать кандидатами в события дифракционного развала ядра кислорода на четыре α -частицы. Теперь рассмотрим распределение протонов отдачи по квадрату их поперечного импульса, практически равного переданному четырехмерному импульсу ядру кислорода для этих событий.

На рис. 2 показано интегральное распределение по квадрату поперечного импульса протона отдачи в лабораторной системе координат. Кривая на рис. 2 – результат аппроксимации экспериментальных данных формулой

$$F(>q_t^2) = a \cdot \exp(-bq_t^2). \quad (2)$$

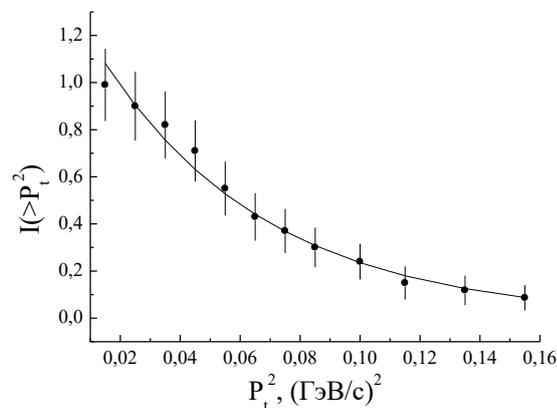


Рис. 2. Интегральное распределение по квадрату поперечного импульса протона отдачи в лабораторной системе координат в событиях топологии (2222).

Наилучшее описание эксперимента получено при следующих значениях параметров: $a = 1.42 \pm 0.06$, $b = 18.0 \pm 0.7 (\text{ГэВ/с})^{-2}$ и $\chi^2/\text{ч.с.с.} = 0.15$. Известно, что при дифракции налетающего ядра на некоторой мишени квадратный корень из значения параметра наклона должен равняться радиусу мишени, в нашем случае радиусу протона. Отсюда для радиуса мишени имеем $18^{1/2} \cdot 0.19733 \text{ фм} = 0.84 \pm 0.05 \text{ фм}$, что в пределах статистических погрешностей совпадает с экспериментально найденным значением радиуса протона, равного $0.831 \pm 0.007 \pm 0.012 \text{ фм}$ [6].

В работе [7] проводилось исследование когерентной диссоциации ядра ^{16}O на четыре α -частицы при импульсе снаряда 4.5 ГэВ/с на нуклон. Эксперимент выполнялся в ядерной эмульсии, в которой, как известно, имеются три группы элементов H, CNO и AgBr. Условия эксперимента, а именно просмотра, были таковы, что события на водороде эмульсии были исключены. Таким образом, рассматривалась диссоциация ядер кислорода на ядрах CNO и ядрах AgBr. Поскольку импульсы

частиц в этом эксперименте не измерялись, для анализа импульсных распределений использовались их угловые оценки. Оказалось, что в этой работе распределение по переданному ядру кислорода ^{16}O четырехмерному импульсу, оцениваемому на основе углов вылета вторичных частиц, в фотоэмульсии (т.е. от двух разных ее компонент) удовлетворительно описывается суммой двух гауссовских функций:

$$F(>q_t^2) = \alpha \cdot \exp(-a_1 q_t^2) + (1-\alpha) \cdot \exp(-a_2 q_t^2) \quad (3)$$

со значениями параметров $a_1 = 19 \pm 2$ (ГэВ/с) $^{-2}$, $a_2 = 4.2 \pm 0.4$ (ГэВ/с) $^{-2}$ и $\alpha = 0.66 \pm 0.06$. Следует заметить, что полученное в этом эксперименте значение величины a_1 в рамках существующих представлений соответствует радиусу протона, в то время как величине a_2 трудно дать какую-либо такую интерпретацию. Представляется, что полученные в работе [7] результаты могут быть поняты, если учесть отсутствие в эксперименте импульсных измерений вторичных частиц, а также то обстоятельство, что на тяжелых ядрах фотоэмульсии может доминировать не дифракционный, а электромагнитный механизм развала падающего ядра кислорода.

Среднее значение поперечного импульса α -частиц в системе покоя фрагментирующего ядра кислорода оказалось равным $\langle P_t^* \rangle = 121 \pm 6$ МэВ/с, что, кстати, совпадает со значением, полученным в работе [7] ($\langle P_t^* \rangle = 121 \pm 2$ МэВ/с).

Таким образом, можно заключить, что рассматриваемые нами 43 события образовались в результате дифракционной диссоциации ядра кислорода на четыре α -частицы.

Зная число событий топологии и (2222), равное 106, и величину поперечного сечения этой топологии (3.51 ± 0.31 мбн [8]), мы можем легко вычислить поперечное сечение дифракционной диссоциации ядра кислорода на четыре α -частицы: $\sigma(\text{дифр.}) = 3.51 \cdot 43 / 106 = 1.42 \pm 0.25$ мбн.

4. Заключение

Мы представили новый экспериментальный материал по дифракционному развалу ядра кислорода на четыре α -частицы во взаимодействиях с протонами при 3.25 А ГэВ/с. Впервые на основании анализа спектра протонов отдачи по квадрату поперечного импульса определен радиус протона мишени, на котором происходит дифракционный развал ядра кислорода на четыре α -частицы. Радиус протона-мишени оказался равным 0.84 ± 0.05 фм, который удивительно совпадает с экспериментально найденным электрическим радиусом протона (0.831 ± 0.012 фм). Найдено сечение дифракционного развала ядра кислорода на четыре α -частицы, которое оказалось равным 1.42 ± 0.25 мб. В системе покоя ядра кислорода найдено среднее значение поперечного импульса продуктов дифракционного развала ядра кислорода – α -частиц, которое оказалось равным 121 ± 6 МэВ/с.

Список литературы

- [1.] И.Я. Померанчук, Е.Л. Фейнберг. О внешней (дифракционной) генерации частиц при ядерных столкновениях. ДАН СССР.-1953.-т.93 –С.439-441.
- [2.] Kosim Olimov, Khusniddin K. Olimov, Sagdulla L. Lutpullaev, Erkin Kh. Bazarov, Alisher K. Olimov, Vladimir V. Lugovoi, K. G. Gulamov, Vadim Sh. Navotny. Breakup of ^{16}O nucleus on to C and He isotopes by protons at incident momentum of 3.25 A GeV/c// Intern. Journ. of Modern Physics E, 2016. –Vol.25,–p.1650023.
- [3.] Kosim Olimov, Khusniddin K. Olimov, Sagdulla L. Lutpullaev, Alisher K. Olimov, Vladimir V. Lugovoi, Vadim Sh. Navotny, Bekhzod S. Yuldashev. Breakup of oxygen nucleus on isotopes of hydrogen and nitrogen nuclei in collisions with protons at 3.25A GeV/c//Intern. Journ. of Modern Physics E 2016. –Vol 25, p.1650060.
- [4.] В.В. Глаголев, К.Г. Гуламов, М.Ю. Кратенко, К. Олимов и др. //Письма в ЖЭТФ -1993. -т. 58. -С. 497-500.
- [5.] В.В. Глаголев, К.Г. Гуламов, М.Ю. Кратенко, К. Олимов и др. Выход зеркальных ядер ^3H , ^3He и ^7Li , ^7Be . // Письма в ЖЭТФ. -1994. -Т. 59 -С. 316-319.
- [6.] Nilanga Liyanage and Xinzhan Bai. 5th Joint Meeting of the APS Division of Nuclear Physics and the Physical Society of Japan Volume 63, Number 12. Tuesday–Saturday, October 23–27, 2018; Waikoloa, Hawaii.
- [7.] Ф.А. Аветян, М.И. Адамович, Н.П. Андреева и др. // ЯФ. -1996. -т. 59 -С. 110-116.
- [8.] Абдуллаева К.Н., Азимова М., Гуламов К.Г. и др. //ДАН РУ, 1996, №5, с.21-23.

ОБРАЗОВАНИЕ Δ^0 - И Δ^{++} -ИЗОБАР ВО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯХ ДЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ УГЛЕРОДА ПРИ 4.2 ГэВ/с НА НУКЛОН

К. Олимов¹, А.К. Олимов¹, А.И. Суванов¹, М.Рахматуллаева²

¹Физико-технический институт Академии наук республики Узбекистан, улица Чингиза Айтматова, 26, 100084, г. Ташкент, Узбекистан, E-mail: olimov@uzsci.net

²Ташкентский университет информационных технологий

Аннотация

Представлен новый экспериментальный материал по образованию Δ^0 - и Δ^{++} -изобар во взаимодействиях дейтронов с ядрами углерода при 4.2 А ГэВ/с. Образование этих изобар исследовано, не разделяя областей фрагментации ядра мишени и снаряда и отдельно в этих областях. Показано, что независимо от областей фрагментации ширины массового спектра этих изобар оказались совпадающими друг с другом. Ширины массового спектра этих изобар в области фрагментации ядра мишени оказались, в среднем, 2.3 раза меньше, чем, таковых Δ -резонансов, образованных в столкновениях свободных нуклонов. Установлено, что образование Δ -изобар происходит при первичном соударении нуклонов налетающего дейтрона.

Ключевые слова: ядро, нуклон, Δ -изобара, ширина массового спектра, область фрагментации ядра, область фрагментации снаряда

1. Введение

В настоящее время экспериментальных данных по образованию Δ -изобар в адрон- и ядро-ядерных соударениях при высоких энергиях очень мало, имеются лишь несколько работ [1-6]. В этих работах показано, что ширина массы Δ^0 -изобары на 20–25% меньше ($\Gamma = 85–95$ МэВ) чем таковая ($\Gamma = 120$ МэВ) для изобар, рожденных в нуклон-нуклонных или пион-нуклонных соударениях. Этот результат, на самом деле, является усредненным значением ширины массового спектра Δ^0 -резонансов, образованных в области фрагментации ядра-мишени и снаряда. Впервые в работе [7] в $p^{12}\text{C}$ -соударениях при 4.2 ГэВ/с проводилось исследование образования Δ^0 -резонанса отдельно в области фрагментации мишени и области фрагментации снаряда. Ширина массы Δ^0 -изобары, образованной в области фрагментации мишени оказалась равной 47 ± 2 МэВ, что в 2.5 раза меньше ширины дельта резонанса, образованного в столкновениях свободных нуклонов. Для интерпретации этого результата была выдвинута гипотеза о том, что внутри ядра мишени ядерный потенциал не позволяет изобаре распастись до момента покидания им ядерного потенциала. Им было показано, что время жизни Δ^0 -изобары, образованной внутри ядра мишени состоит из двух частей: время прохождения через ядро и время распада свободной Δ^0 -изобары. В связи с этим представляет определенный интерес исследования образования Δ^0 - и Δ^{++} -резонансов отдельно в области ядра-мишени и в области снаряда $d^{12}\text{C}$ -соударений при 4.2 А ГэВ/с.

В настоящей работе представлены новые экспериментальные данные о различных характеристиках Δ^0 - и Δ^{++} -изобар, образованных во взаимодействиях дейтронов с ядрами углерода при импульсе 4.2 А ГэВ/с не разделяя областей фрагментации и отдельно в области фрагментации мишени и снаряда.

2. Экспериментальный материал и процедура выделения Δ -изобар

Экспериментальный материал получен с помощью 2м пропановой пузырьковой камеры (ДТПК-500) Лаборатории высоких энергий ОИЯИ (Дубна, Россия), облученной пучком ядер дейтрона при импульсе 4.2 ГэВ/с на нуклон на Дубненском синхрофазотроне и состоит из полностью измеренных 7071 $d^{12}\text{C}$ -событий.

Все отрицательные частицы считались π^- -мезонами. Примеси электронов и K^- -мезонов не превышают 4% от общего числа отрицательных частиц, отнесенных к π^- -мезонам. Протоны и π^+ -мезоны визуально идентифицируются до импульсов протонов $p < 750$ МэВ/с. Нижние границы регистрации протонов и заряженных пионов в ДТПК-500 составляют, соответственно 140 МэВ/с и 55 МэВ/с. В эксперименте средняя относительная погрешность измерения импульсов заряженных пионов не превышает 11%, а протонов – 5%.

Для разделения быстрых протонов и π^+ -мезонов ($p > 750$ МэВ/с) мы использовали процедуру, приведенную в [8,9]. Разделение областей фрагментации на область фрагментации мишени и область фрагментации снаряда проводилось по импульсу протонов. Для нахождения нижней границы импульса протонов, образованных в области фрагментации снаряда использовали тот факт, что среднее число сохранившихся протонов численно должно равняться 0.64, определяемому как $\langle n_{\text{сохр}} \rangle = 1 - k$, где k – коэффициент неупругой перезарядки нуклона, равный 0.36 ± 0.01 [10,11]. Такая граница для импульса протона оказалась равной $p \geq 1.25$ ГэВ/с. Таким образом, если импульс протона меньше 1.25 ГэВ/с, то он относился к области фрагментации мишени, и наоборот – к области фрагментации снаряда.

Измеренные импульсы протонов и пионов были использованы для расчета инвариантной массы (M) $p\pi^-$ -пары, которая определялась из соотношения:

$$M^2 = (E_p + E_\pi)^2 - (\mathbf{P}_p + \mathbf{P}_\pi)^2, (1)$$

где E_p, E_π – энергия и импульс протона и заряженного пиона, соответственно.

Известно, что в адрон-ядерных взаимодействиях при высоких энергиях невозможно выделять Δ^0 - или Δ^{++} -изобары с помощью стандартной методики аппроксимации разности нормированного фонового и экспериментального спектров инвариантной массы $p + \pi^-$ или $p + \pi^+$ -пары релятивистской формулой Брейт-Вигнера. По-видимому, это связано с большим числом ложных комбинаций и зависимостью формы импульсного спектра протонов от их числа в событии. В связи с этим для выделения Δ^0 - или Δ^{++} -изобары в $d^{12}\text{C}$ -соударениях при 4.2 А ГэВ/с мы использовали процедуру, приведенную в [12].

Известно, что при распаде Δ -изобары на лету угол α между вылетающим протоном и пионом в лабораторной системе координат определяется соотношением:

$$\cos \alpha = \frac{1}{p_p p_\pi} \left(E_p E_\pi - \frac{M_\Delta^2 - M_\pi^2 - M_p^2}{2} \right), (2)$$

где p_p и p_π – импульсы протона и пиона, E_p и E_π – их энергии, и $M_\Delta = 1232$ МэВ/с². Это значение было сравнено с косинусом экспериментально измеренного угла β между векторами импульсов протона и π^- -мезона

$$\cos \beta = \frac{\mathbf{P}_p \mathbf{P}_\pi}{p_p p_\pi} (3)$$

Далее экспериментальное распределение по инвариантной массе пар ($p\pi^-$ или $p\pi^{++}$) dn/dM построили, используя критерий:

$$\Delta \varepsilon = |\cos \alpha - \cos \beta|, (4)$$

где ε – параметр обрезания, теоретически лежащий в интервале $[0, 2]$. При этом, чем точнее измерены импульсы протона и пиона, тем ниже должен быть верхний предел этого интервала.

Экспериментальные распределения были получены, используя указанного выше критерия, путем комбинирования протонов и пионов в каждом отдельном событии. Фоновые распределения строилось по тем же критериям, что и экспериментальные распределения, но комбинировались протоны и пионы, подобранные случайным образом из разных событий. Для учета влияния топологии событий при получении фоновых распределений комбинировались события с равными множественностями протонов. Число разыгранных фоновых комбинаций по каждому изучаемому резонансу было в пять и более раз больше, чем соответствующее число комбинаций в экспериментальном распределении. По сравнению с экспериментальными спектрами, фоновые распределения нормировались на число комбинаций в эксперименте. Чтобы получить массовое распределение Δ -резонанса, было проанализировано распределение разности между спектрами экспериментальных и фоновых инвариантных масс, данное соотношением

где a – это нормировочный фактор.

$$D(M) = \frac{dn}{dM} - a \frac{dn^b}{dM} (5)$$

Известно, что ошибки в определении эффективной массы влияют на экспериментально наблюдаемую форму и ширину резонансной кривой. Учет вызванных экспериментальными погрешностями искажений в теоретической кривой, описывающей резонанса, был осуществлен путем интегрирования этой кривой с функцией разрешения в виде кривой Гаусса:

$$BW(M) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{m_p+m_\pi} BW(m) \frac{1}{\sigma(m)} \exp\left(-\frac{(M-m)^2}{2\sigma^2(m)}\right) dm \quad (6)$$

где $BW(M)$ – релятивистская формула Брейт-Вигнера [13], которая имеет вид

$$BW(M) = \frac{\Gamma M M_\Delta}{(M^2 - M_\Delta^2)^2 + \Gamma^2 M_\Delta^2} \quad (7)$$

где M_Δ – и Γ – масса и ширина Δ -изобары.

Зависимость дисперсий от массы определялась выражением:

$$\sigma(m) = 6.32 + 0.073 * (m - m_p - m_\pi)$$

где m_p – и m_π – масса протона и π^- или π^+ -мезона. Здесь значения инвариантной массы m и массы частиц – m_p и m_π берутся в МэВх.

Набор распределений $D(M)$ для различных значений параметров ε и a фитировался выражением (6) и значение χ^2 было найдено для каждого фита. Параметры M_Δ и Γ были определены путем минимизации разности (5). Был найден набор из двух параметров ε и a для каждого экспериментального спектра, полученного при их различных значениях. Наилучшие значения параметров ε и a были определены из анализа поведения функции $\chi^2(\varepsilon, a)$ путем нахождения ее минимума.

3. Экспериментальные результаты и их анализ

На рис. 1 показаны спектры инвариантных масс π^-p (а)- и π^+p (б)-пар в $d^{12}C$ -соударениях при 4.2 А ГэВ/с не разделяя протонов на область снаряда и область фрагментации мишени. Сплошные кривые – результаты аппроксимации экспериментальных спектров инвариантных масс π^-p -и π^+p -пар формулой (7). Как видно из рис. 1 согласие экспериментальных спектров и теоретических кривых довольно хорошее.

Найденные значения масс и ширины масс Δ -изобар, их средняя множественность, а также доли заряженных пионов, рожденных от распада этих изобар приведены в табл. 1. Там же показана и степень согласия эксперимента с аппроксимирующей функцией (7)

Как видно из табл. 1 все характеристики Δ^0 - и Δ^{++} -изобар в пределах погрешностей их определения совпадают. Такое же совпадение наблюдается и для долей отрицательных и положительных пионов, образованных от распада этих изобар. Массы и ширины масс этих изобар в пределах погрешностей совпадают с данными работ [1-6]. Таким образом наши результаты по ширине масс рассматриваемых Δ -резонансов также подтверждают уменьшения ширины масс Δ -изобар, рожденных в адрон-ядерных соударениях по сравнению с таковой для Δ -резонансов, образованных в столкновениях свободных нуклонов.

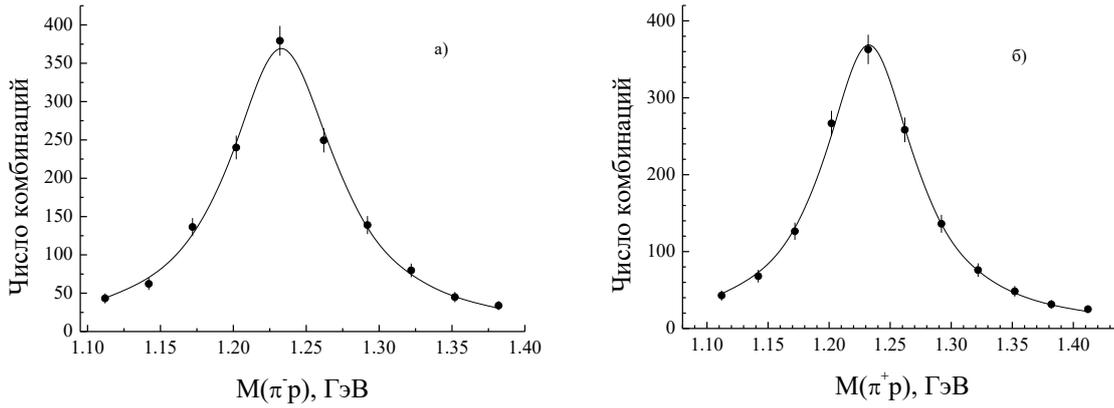


Рис.2. Спектры инвариантных масс π^-p (а) и π^+p (б) пар в $d^{12}C$ -соударениях при 4.2 А ГэВ/с при значениях параметров $\varepsilon = 0.25, a = 0.67$ и $\varepsilon = 0.30, a = 0.50$, соответственно. Сплошные кривые – результаты аппроксимации экспериментальных спектров формулой (7).

Таблица 1. Значение массы, ширины и средние множественности $\Delta^0(\Delta^{++})$ -изобар, образованных в $d^{12}C$ -соударениях при 4.2 А ГэВ/с, доли отрицательных (положительных) пионов w , рожденных от распада этих резонансов, а также степень согласия эксперимента с аппроксимирующей функцией

Тип изобары	M_{Δ} , МэВ	Γ , МэВ	$\langle n_{\Delta} \rangle$	W(%)	$\chi^2/\text{ч.с.с.}$
Δ^0	1233 ± 1	89 ± 3	0.19 ± 0.01	30.0 ± 0.8	0.53
Δ^{++}	1232 ± 1	90 ± 2	0.20 ± 0.01	31.2 ± 0.8	0.20

Теперь рассмотрим насколько влияет ядро-мишень на ширину массы Δ -изобар. Для этой цели анализируем спектры инвариантной массы Δ -резонансов, рожденных в области фрагментации ядра-мишени. На рис. 2 показаны спектры инвариантной массы π^-p (а)- и π^+p (б)-пар в области фрагментации ядра углерода в $d^{12}C$ -соударениях при 4.2 А ГэВ/с.

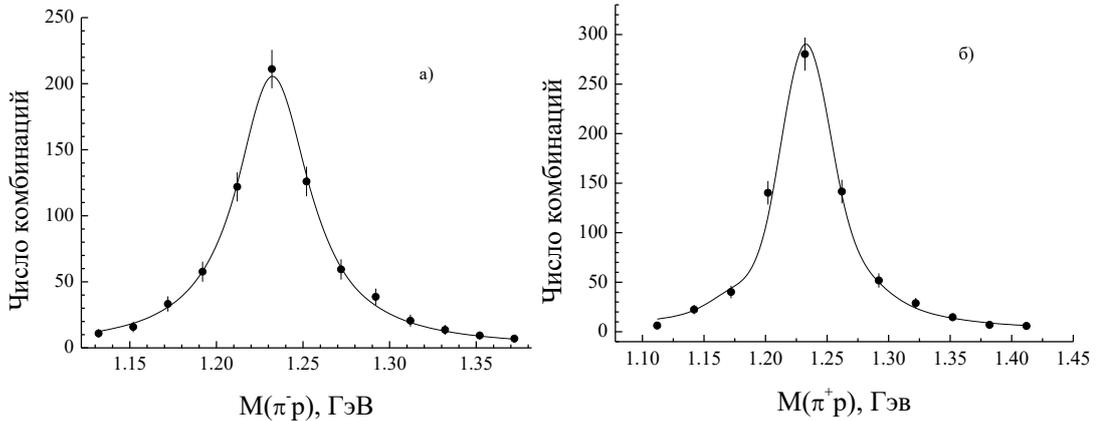


Рис.2. Спектры инвариантных масс π^-p (а)- и π^+p (б)-пар в области фрагментации ядра мишени $d^{12}C$ -соударениях при 4.2 А ГэВ/с при значениях параметров $\varepsilon = 0.24, a = 0.5$ и $\varepsilon = 0.30, a = 0.45$, соответственно. Сплошные кривые – результаты аппроксимации экспериментальных спектров формулой (7).

Найденные значения масс и ширины массового спектра Δ -изобар, их средняя множественность, а также доли заряженных пионов, рожденных от распада этих изобар в области фрагментации ядра мишени приведены в табл. 2. Там же показана и степень согласия эксперимента с аппроксимирующей функцией (7).

Таблица 2. Значение массы, ширины и средние множественности $\Delta^0(\Delta^{++})$ -изобар, образованных в области фрагментации ядра мишени $d^{12}\text{C}$ -соударений при 4.2 А ГэВ/с, доли отрицательных (положительных) пионов w , рожденных от распада этих резонансов, а также степень согласия эксперимента с аппроксимирующей функцией

Тип изобары	M_{Δ} , МэВ	Γ , МэВ	$W(\%)$	$\langle n_{\Delta} \rangle$	$\chi^2/\text{ч.с.с.}$
Δ^0	1232 ± 1	51 ± 2	15.4 ± 0.5	0.10 ± 0.01	0.58
Δ^{++}	1235 ± 2	52 ± 3	16.6 ± 0.6	0.11 ± 0.01	0.75

На рис. 3 приведены спектры инвариантной массы π^-p (а)- и π^+p (б)-пар в области фрагментации снаряда $d^{12}\text{C}$ -соударений при 4.2 А ГэВ/с. Сплошные кривые – результаты аппроксимации экспериментальных спектров инвариантных масс π^-p (а)- и π^+p (б)-пар.

Как видно из рис. 3 согласие эксперимента с аппроксимирующей функцией (7) хорошее. Найденные значения масс и ширины масс Δ -изобар, их средняя множественность, а также доли заряженных пионов, рожденных от распада этих изобар в области фрагментации ядра мишени приведены в табл. 3. Там же показана и степень согласия эксперимента с аппроксимирующей функцией (7).

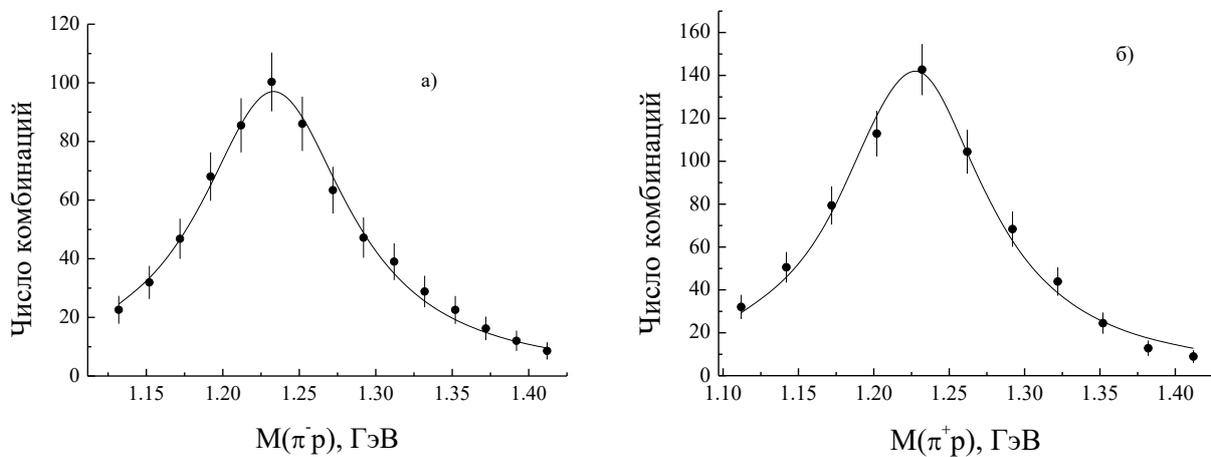


Рис.3. Спектры инвариантных масс π^-p (а)- и π^+p (б)-пар в области фрагментации снаряда $d^{12}\text{C}$ -соударений при 4.2 А ГэВ/с при значениях параметров $\varepsilon = 0.1$, $a = 0.52$ и $\varepsilon = 0.2$, $a = 0.6$, соответственно. Сплошные кривые – результаты аппроксимации экспериментальных спектров формулой (7).

Таблица 3. Значение массы, ширины и средние множественности $\Delta^0(\Delta^{++})$ -изобар, образованных в области фрагментации снаряда $d^{12}\text{C}$ -соударений при 4.2 А ГэВ/с, доли отрицательных (положительных) пионов w , рожденных от распада этих резонансов, а также степень согласия эксперимента с аппроксимирующей функцией

Тип изобары	M_{Δ} , МэВ	Γ , МэВ	$W(\%)$	$\langle n_{\Delta} \rangle$	$\chi^2/\text{ч.с.с.}$
Δ^0	12	11	14.	$0.09 \pm$	0.32
	34 ± 2	8 ± 5	5 ± 0.6	0.01	
Δ^{++}	12	11	14.	$0.09 \pm$	0.55
	25 ± 3	7 ± 8	5 ± 0.6	0.01	

Как видно из табл. 3 все характеристик Δ^0 - и Δ^{++} -изобар в пределах погрешностей определения представленных величин совпадают. Кроме того, самое главное, ширины этих изобар в пределах статистических погрешностей совпадают с шириной Δ -резонансов, образующихся в столкновениях свободных нуклонов. Сравнения данных табл. 2 и табл. 3 показывает, что в пределах статистических погрешностей совпадает доля заряженных пионов (средние множественности Δ -резонансов), образованных от распада Δ -изобар, рожденных в области фрагментации ядра мишени и снаряда. Это также указывает на то, что образование Δ -изобар происходит, в основном, при первичном соударении нуклонов ядра снаряда.

4. Заключение

Мы впервые представили экспериментальные данные по образованию Δ^0 - и Δ^{++} -изобар, не разделяя областей фрагментации и отдельно в области фрагментации мишени и в области фрагментации снаряда. Ширины массового спектра Δ^0 - и Δ^{++} -изобар в пределах статистических погрешностей независимо от области их образования совпадают. Ширины массового спектра этих резонансов в области фрагментации мишени – ядра углерода в среднем 2.3 раза меньше, чем ширина массового спектра Δ -изобары, образованной в свободных нуклон-нуклонных столкновениях. За уменьшение ширины массового спектра Δ -изобар, образованных в области фрагментации ядра мишени ответственен ядерный потенциал, который не позволяет их распасться пока они не покидают сфера воздействия этого потенциала. Совпадение ширины масс Δ -резонансов, рожденных в области снаряда и в свободных нуклонных столкновениях, по-видимому, указывает на то, что нуклоны снаряда взаимодействуют с нуклонами ядра мишени независимо друг от друга. Совпадение средних множественностей этих изобар в области фрагментации ядра мишени и в области фрагментации снаряда указывает на то, что образование Δ -резонансов происходит в основном, при первичном соударении.

Список литературы

- [1.] Kh.Olimov, S.L.Lutpullaev, K.Olimov, K.G.Gulamov. *Physical Review C*, Vol 75 067901 (2007).
- [2.] Kh. Olimov. *Physical Review C*, Vol 76 055202 (2007).
- [3.] Kh. Olimov. *Physics of Atomic Nuclei*, 2008 Vol 71 Pages 93-97
- [4.] Kh. Olimov *Physics of Atomic Nuclei*, 2010 Vol 73 Pages 433-442
- [5.] Kh. Olimov, M.Q Haseeb. *The European Physical Journal A*, 2011 Vol-47 Pages 1-16
- [6.] Kh. K. Olimov, Mahnaz Q. Haseeb, Imran Khan. *Physics of Atomic Nuclei*, Vol. 75, No. 4, pp. 479-487 (2012); Kh.K. Olimov, Mahnaz Q. Haseeb, Imran Khan, A.K. Olimov, and V.V. Glagolev. *Physical Review C* 85, 014907 (2012).
- [7.] Kosim Olimov et al., *International Journal of Modern Physics E* Vol. 30, No. 10, 2150086 (2021).
- [8.] Олимов К., Бекмирзаев Р.Н., Петров В.И. и др., *ДАН РУз* №4, 29(2011).
- [9.] Olimov K., Gulamov K.G., Olimov A.K. et al., *Intern. J. Mod. Phys. E*29, 2050058 (2020).
- [10.] Бекмирзаев Р.Н. и др., *Ядерная физика*, 49, 1030 (1989).
- [11.] Олимов Х.К., *Ядерная физика* 71, 427 (2008).
- [12.] Krpić D., et al., *Phys. Rev.* 2002, C 65, 034909-1.

ON THE DISCRETE SPECTRUM OF THE SCHRÖDINGER OPERATOR OF THE SYSTEM OF THREE-PARTICLES WITH MASSES $m_1 = m_2 = \infty$ AND $m_3 < \infty$

Zahriddin Muminov

Tashkent State University of Economics, Islam Karimov street 49, 100066, Tashkent, Uzbekistan.

V. I. Romanovskiy Institute of Mathematics, 100174, University street 4, Tashkent, Uzbekistan.

Email: zimuminov@gmail.

Abstract

We study the discrete Schrödinger operators corresponding to the Hamiltonians of a system of three arbitrary particles on the three-dimensional lattice, where the particles interact pairwise via zero-range attractive potentials. The discrete spectrum of the Schrödinger operators corresponding to the system of particles, where two of them are of an infinite mass, is shown to possess some distinct properties not observed for finite mass particles.

Key words: Schrödinger operator, dispersion functions, zero-range pair potentials, discrete spectrum, essential spectrum

1. Introduction

The study of systems of three particles of various masses and interaction energies has always been of particular interest both in physics and mathematics. Three-particle systems have some distinguished physical features not observed for systems of two particles. One of them is Efimov's effect [1], when three identical bosons can have bound states despite the interactions between any two of the particles are not enough to form a pair. Consequently, under particular conditions, there may exist infinitely many eigenvalues for the three-body Schrödinger operators accumulating at the boundaries of the essential spectrum. The first thorough mathematical proof of this phenomenon was presented by D. Yafaev [2] using Faddeev's integral equations, and further proofs were provided in the works [3, 4, 5, 6]. Efimov's theoretical predictions remained experimentally unproven for several decades, until a group of researchers demonstrated the existence of a bound state in ultracold gas of caesium atoms [7].

The presence of Efimov's effect for the three-particle discrete Schrödinger operators, lattice counterparts of the continuous Schrödinger operators, can also be naturally expected due to similarity of the spectra in the lattice and continuous cases [2]. This was shown using the physical methods in [8]. Later, S.Lakaev [6] proved the existence of the effect for a system of three bosons on a three-dimensional lattice, which is represented by a discrete Schrödinger operator parametrized by the so-called quasi-momentum. It was shown that Efimov's effect occurs for specific values of the quasi-momentum only.

Spectral properties of the discrete Schrödinger operators $H(K)$, $K \in \mathbb{T}^3$ on lattices have been intensively studied in recent years (see e.g., [13] and references therein). According to the boundedness of the operator $H(K)$, $K \in \mathbb{T}^3$, its essential spectrum consists of a union of at most countably many bounded segments (see [9, 14]). In this case, Efimov's effect may appear not only at the threshold of the essential spectrum, but also at the edges of the gaps between those segments (see [10]).

In this paper, we study the spectrum of the discrete Schrödinger operator $H(K)$ corresponding to a system of three particles of masses $m_1 = m_2 = \infty$ and $m_3 < \infty$, which interact via short-range pair potentials on the three-dimensional lattice, \mathbb{Z}^3 .

It is proven that the discrete spectrum of the Schrödinger operator H is infinite (Theorem 4.2s). Moreover, it is shown that for certain values of the interaction energy, infinitely many eigenvalues may appear in the gaps of the essential spectrum. This reveals some properties of the three-particle system with two of the particles being of an infinite mass, not specific for the case where all particles have finite masses (see e.g., [15]). In the recent works of [11] and [12], the infiniteness of the discrete spectrum were demonstrated in the one-dimensional space, and in the two-dimensional case. In the three-dimensional space, the problem becomes rather challenging due to the possibility for the convergence of the considered three-dimensional integrals over \mathbb{T}^3 , and the existence of the threshold resonances of the operator H , in addition to the eigenvalues.

2. Three-particle discrete Schrödinger operator on the lattice \mathbb{Z}^3

In the momentum space, on the lattice Z^3 , three-particle discrete Schrödinger operator $H(K)$, $K \in T^3$ is of the form

$$H(K) = H_0(K) - V_1 - V_2 - V_3.$$

In the coordinates (p, q) , the operators $H_0(K)$ and V_α are defined on the Hilbert space $L_2((T^3)^2)$ by

$$(H_0(K)f)(p, q) = E(K; p, q)f(p, q), \quad f \in L_2((T^3)^2),$$

$$(V_\alpha f)(p, q) = \frac{\mu_\alpha}{(2\pi)^3} \int_{T^3} f(p, q) dq, \quad f \in L_2((T^3)^2), \alpha \in \{1, 2, 3\},$$

where

$$E(K; p, q) = \varepsilon_1(p) + \varepsilon_2(k_2) + \varepsilon_3(K - p - q),$$

where the real-valued continuous functions ε_α , ($\alpha=1,2,3$), called *the dispersion relation of the α -th normal mode* associated with the free particle α , is defined as

$$\varepsilon_\alpha(p) = \frac{1}{m_\alpha} \varepsilon(p), \quad \varepsilon(p) = \sum_{j=1}^3 (1 - \cos p^{(j)}), \quad p = (p^{(1)}, p^{(2)}, p^{(3)}) \in T^3. \quad (3.1)$$

3. Two-particle Schrödinger operators

The two-particle Schrödinger operator corresponding to the subsystem $\{\beta, \gamma\}$ of the three-particle system defined by

$$h_\alpha(k) = h_\alpha^0(k) - v_\alpha, \quad k \in T^3.$$

The operators $h_\alpha^0(k)$ and v_α are defined on the Hilbert space $L_2(T^3)$ as

$$(h_\alpha^0(k)f)(p) = E_k^{(\alpha)}(p)f(p), \quad f \in L^2(T^3),$$

where

$$E_k^{(\alpha)}(p) = \varepsilon_\beta(p) + \varepsilon_\gamma(k - p), \quad p \in T^3, \quad (3.2)$$

and

$$(v_\alpha f)(p) = \frac{\mu_\alpha}{(2\pi)^3} \int_{T^3} f(q) dq, \quad f \in L^2(T^3), p \in T^3.$$

3.1 Spectral properties of the two-particle discrete Schrödinger operators when $m_1 = m_2 = \infty$ and $0 < m_3 < \infty$. With $m_1 = m_2 = \infty$ and $0 < m_3 < \infty$ and the equality (3.1), the functions (3.2) can be written as

$$E_k^{(1)}(p) = \varepsilon(k - p) / m_3, \quad E_k^{(2)}(p) = \varepsilon(k - p) / m_3, \quad E_k^{(3)}(p) = 0, \quad p \in T^3.$$

Consequently, since the potentials v_α , $\alpha = 1, 2, 3$, have a convolution type property, all three two-particle Schrödinger operators depend on the quasi-momentum $k \in T^3$, formally, and moreover

$$h_1 := h_1(k), \quad h_2 := h_2(k), \quad h_3 := h_3(k) \quad \text{and} \quad h_1 = h_2 \quad \text{if} \quad \mu_1 = \mu_2.$$

Then, the operators $h_\alpha(k)$, $\alpha = 1, 2$ and $h_3(k)$ act at $f \in L^2(T^3)$ as

$$h_\alpha(k)f(p) = \varepsilon_3(p)f(p) - (v_\alpha f)(p), \alpha = 1, 2, \quad h_3(k)f(p) = -(v_3 f)(p).$$

As v_α is a finite rank operator, according to the Weyl theorem, the essential spectrum $\sigma_{\text{ess}}(h_\alpha(k))$ of the operator $h_\alpha(k)$ in (2.2) coincides with the spectrum $\sigma(h_\alpha^0(k))$ of the non-perturbed operator $h_\alpha^0(k)$. More specifically,

$$\sigma_{\text{ess}}(h_\alpha(k)) = [E_{\min}^{(\alpha)}(k), E_{\max}^{(\alpha)}(k)],$$

where

$$E_{\min}^{(\alpha)}(k) \equiv \min_{p \in T^3} E_k^{(\alpha)}(p), \quad E_{\max}^{(\alpha)}(k) \equiv \max_{p \in T^3} E_k^{(\alpha)}(p).$$

Therefore,

$$\sigma_{\text{ess}}(h_1(k)) = \sigma_{\text{ess}}(h_2(k)) = [0, 6/m_3] \quad \text{and} \quad \sigma_{\text{ess}}(h_3(k)) = \{0\}.$$

Since the non-perturbed part of $h_3(k)$ is zero, we define a Fredholm determinant associated with the operator $h_1(k)$ and $h_2(k)$ as

$$\Delta_\alpha(z) = 1 - \frac{\mu_\alpha}{(2\pi)^3} \int_{\mathbb{T}^3} \frac{ds}{\varepsilon_3(s) - z}, \quad z \in \mathbb{C} \setminus [0, 6/m_3], \quad \alpha = 1, 2.$$

Set
$$\mu_0 = \left(\frac{1}{(2\pi)^3} \int_{\mathbb{T}^3} 1/\varepsilon_3(s) ds \right)^{-1}.$$

Lemma 3.1 Let $\alpha = 1, 2$. (a) If $\mu_\alpha > \mu_0$, then there exists a unique simple eigenvalue $z = z_\alpha^0$ of $h_\alpha(k)$ in the interval $(-\infty, 0)$, i.e. $\Delta_\alpha(z_\alpha^0) = 0$. Moreover, z_α^0 does not depend on $k \in \mathbb{T}^3$.

(b) If $0 < \mu_\alpha \leq \mu_0$, then $h_\alpha(k)$ has no eigenvalues in the interval $(-\infty, 0)$.

Proof. (see Refs. [15]).

Now we can summarize the result of this section

Lemma 3.2

$$\sigma_{\text{disc}}(h_\alpha(k)) = \begin{cases} \emptyset, & \text{if } 0 < \mu_\alpha \leq \mu_0, \\ \{z_\alpha\}, & \text{if } \mu_\alpha > \mu_0, \end{cases}$$

$$\sigma(h_\alpha(k)) = \begin{cases} [0, 6/m_3], & \text{if } 0 < \mu_\alpha \leq \mu_0, \\ \{z_\alpha\} \cup [0, 6/m_3], & \text{if } \mu_\alpha > \mu_0 \end{cases}, \quad \alpha = 1, 2,$$

$$\sigma_{\text{disc}}(h_3(k)) = \{-\mu_3\} \quad \text{and} \quad \sigma(h_3(k)) = \{-\mu_3\} \cup \{0\}.$$

4. The essential spectrum of $H(K)$ when $m_1 = m_2 = \infty$ and $m_3 < \infty$

One of the remarkable results in the spectral theory of multi-particle continuous Schrödinger operators is the description of the essential spectrum of the Schrödinger operators in terms of cluster operators (the HVZ-theorem).

Lemma 4.1 For every γ the essential spectrum $\sigma_{\text{ess}}(H(K))$ of $H(K)$ is the union of the spectra of the channel operators $H_\alpha(K) = H_0(K) - \mu_\alpha V_\alpha$, $\alpha = 1, 2, 3$, i.e.,

Proof. The proof of Lemma 4.1 can be found in [14] and [15].

The structure of the essential spectrum of the operator $H(K)$ can be described by the following lemma.

Lemma 4.2 Let $\mu_\alpha > 0, \alpha = 1, 2$, and $\mu_3 \geq 0$. For the essential spectrum of the main operator $H(K)$, we have

$$\sigma_{\text{ess}}(H(K)) = [0, 6/m_3] \cup (\Lambda_1 \cup \Lambda_2 \cup [-\mu_3, 6/m_3 - \mu_3]),$$

where

$$\Lambda_\alpha = \begin{cases} \emptyset, & \text{if } 0 \leq \mu_\alpha \leq \mu_0, \\ \{z_\alpha^0\}, & \text{if } \mu_\alpha > \mu_0, \end{cases} \quad \alpha = 1, 2.$$

Moreover, we have

$$\sigma_{\text{ess}}(H(K)) = (\Lambda_1 \cup \Lambda_2) \cup [-\mu_3, 6/m_3], \quad \text{if } 0 \leq \mu_3 \leq 6/m_3,$$

$$\sigma_{\text{ess}}(H(K)) = (\Lambda_1 \cup \Lambda_2 \cup [-\mu_3, 6/m_3 - \mu_3]) \cup [0, 6/m_3], \quad \text{if } \mu_3 > 6/m_3.$$

Proof. Lemmas 3.2 and 4.1 imply the proof.

4. The discrete spectrum of $H(K)$ when $m_1 = m_2 = \infty$ and $m_3 < \infty$

For any fixed $n \in \mathbb{Z}^3$, the function

$$d_n(z) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{\mathbb{T}^3} \frac{e^{i(n,t)}}{\varepsilon_3(t) - z} dt, \quad z \in \mathbb{C} \setminus [0, 6/m_3]$$

is positive and monotonically increasing in the interval $(-\infty, 0)$ as a function of z , and the following limit exists

$$d_n(0) = \lim_{z \rightarrow 0^-} d_n(z) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int_{\mathbb{T}^3} \frac{e^{i(n,t)}}{\varepsilon_3(t) - 0} dt.$$

The operator $H(K)$ has property like a similar convolution-type operator, and it allows us to get lemme

Lemma 4.1 *The number $z \in \mathbb{C} \setminus \sigma_{\text{ess}}(H(K))$ is an eigenvalue of the operator $H^1(K)$ if and only if $D(z) = 0$, where*

$$D(z) = \prod_{n \in \mathbb{Z}^3} D_n(z),$$

with $D_n(z) = 1 - \frac{\mu_1}{\Delta_2(z)} \frac{\mu_2}{\Delta_1(z)} d_n^2(z)$.

Note that z_α^0 exists iff $\mu_\alpha > \mu_0$, $\alpha = 1, 2$ (see Lemma 2.2). Let z_1^0 and z_2^0 be the zeros of the functions $\Delta_1(z)$ and $\Delta_2(z)$, respectively, in the interval $(-\infty, 0)$. Without loss of generality, we assume $z_1^0 \leq z_2^0$, i.e. $\mu_2 \leq \mu_1$ whenever z_1^0 and z_2^0 exist.

For any $n \in \mathbb{Z}^3 \setminus \{0\}$, let us introduce hyperbolas

$$H_n := H_n(\mu_1, \mu_2) = 0 \quad \text{and} \quad H_* := H_*(\mu_1, \mu_2) = 0$$

on the $\mu_1 - \mu_2$ -plane as the solutions of the equations

$$H_n(\mu_1, \mu_2) = D_n(0) = 1 - (\mu_1 + \mu_2) / \mu_0 + \mu_1 \mu_2 (1 / \mu_0^2 - d_n(0)^2),$$

and

$$H_*(\mu_1, \mu_2) = 1 - (\mu_1 + \mu_2) / \mu_0 + \mu_1 \mu_2 (1 / \mu_0^2 - d_*^2) = 0,$$

respectively, where

$$d_* = \sup_{n \in \mathbb{Z}^3 \setminus \{0\}} d_n(0), \quad \mu_0 = 1 / d_0(0).$$

The illustration of the hyperbolas can be seen in Fig. 1.

Remark 4.1 H_n is well-defined for $n = 0 \in \mathbb{Z}^3$, but then it represents a straight line of the form $1 - (\mu_1 + \mu_2) / \mu_0 = 0$.

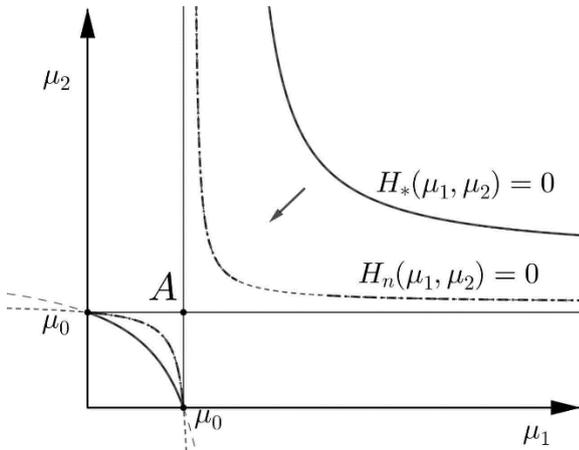


Figure 1: Hyperbolas

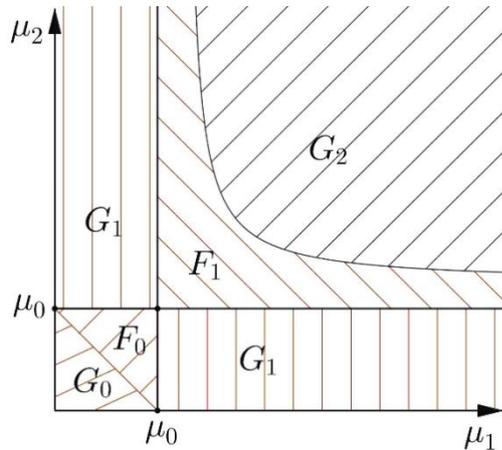


Figure 2: The connected components

We can see that the equation of the hyperbola $H_n, n \in \mathbb{Z}^3 \setminus \{0\}$ is equivalent to the equation of the hyperbola

$$(\mu_1 - \mu_{n,\infty})(\mu_2 - \mu_{n,\infty}) - \gamma_n = 0$$

with the asymptotes $\mu_{n,\infty} = \mu_0 / (1 - (\mu_0 d_n(0))^2)$ and the vertices $(\mu_{n,\infty} - \sqrt{\gamma_n}, \mu_{n,\infty} - \sqrt{\gamma_n})$, $(\mu_{n,\infty} + \sqrt{\gamma_n}, \mu_{n,\infty} + \sqrt{\gamma_n})$, where $\gamma_n = (\mu_0 d_n(0))^2 / (1 - (\mu_0 d_n(0))^2)$.

Hyperbolas H_n , H_* and the half lines (the asymptotic axes) $\mu_1 = \mu_0$ and $\mu_2 = \mu_0$ divide the first quadrant of the plane into several connected components (see Fig. 2):

$$G_0 = \{(\mu_1, \mu_2) | \mu_1 > \mu_0, \mu_2 > \mu_0, \mu_1 + \mu_2 \leq \mu_0\}, \quad F_0 = \{(\mu_1, \mu_2) | 0 < \mu_1 < \mu_0, 0 < \mu_2 < \mu_0, \mu_1 + \mu_2 > \mu_0\},$$

$$G_1 = \{(\mu_1, \mu_2) | (0 < \mu_2 \leq \mu_0, \mu_0 \leq \mu_1) \text{ or } (0 < \mu_1 \leq \mu_0, \mu_0 \leq \mu_2)\},$$

$$F_1 = \{(\mu_1, \mu_2) | \mu_1, \mu_2 > \mu_0, H_*(\mu_1, \mu_2) \leq 0\}, \quad G_2 = \{(\mu_1, \mu_2) | \mu_1, \mu_2 > \mu_0, H_*(\mu_1, \mu_2) > 0\}.$$

The set

$$P_* = \{m \in \mathbb{Z}^3 \setminus \{0\} | d_m(0) = d_*\}$$

has finite elements, since $d_n(0) \rightarrow 0$ as $n \rightarrow \infty$ (see limit (4.5)).

The following lemma describes the behaviour of the eigenvector of $H(K)$ in the linear space H_0

Lemma 4.2 (a) If $\mu_1 + \mu_2 < \mu_0$, i.e. $(\mu_1, \mu_2) \in F_0$, then $H(K)$ has no eigenfunctions in the space H_0 for any $\mu_3 > 0$.

(b) If $\mu_1 + \mu_2 > \mu_0$, then $H(K)$ has a unique eigenfunction in the space H_0 for any $\mu_3 > 0$, and the corresponding eigenvalue lies below $-\mu_3$.

Let η be an eigenvalue of $H(K)$ in the space H_0 . The following theorem follows from Lemmas 4.1 and 4.2.

Theorem 4.1 (a) Let $(\mu_1, \mu_2) \in G_0$, then $\sigma_{\text{disc}}(H(K)) = \emptyset$.

(b) Let $(\mu_1, \mu_2) \in F_0$, then $\sigma_{\text{disc}}(H(K)) = \bigcup_{n \in A_*} \{z_n\} \cup \{\eta\}$, where

$A_* := A(\mu_1, \mu_2) = \{n \in \mathbb{Z}^3 | D_n(0) < 0\}$ is a finite set and non empty.

(c) Let $(\mu_1, \mu_2) \in G_1$, then $\sigma_{\text{disc}}(H) = \bigcup_{n \in \mathbb{Z}^3} \{z_n\} \cup \{\eta\}$

(d) Let $(\mu_1, \mu_2) \in F_1$, then $\sigma_{\text{disc}}(H(K)) = \bigcup_{n \in \mathbb{Z}^3} \{z_n\} \cup \bigcup_{n \in B_*} \{\zeta_n\} \cup \{\eta\}$, where

$B_* := B(\mu_1, \mu_2) = \{n \in \mathbb{Z}^3 | D_n(0) > 0\}$ is an infinite set.

(f) Let $(\mu_1, \mu_2) \in G_2$, then $\sigma_{\text{disc}}(H(K)) = \bigcup_{n \in \mathbb{Z}^3} \{z_n\} \cup \bigcup_{n \in \mathbb{Z}^3 \setminus \{0\}} \{\zeta_n\} \cup \{\eta\}$.

Remark 4.2 Theorem 4.1 reveals that the numbers z_1^0 and z_2^0 are independent of μ_3 , and according to Lemma 3.2 they may lie either in the essential spectrum of $H(K)$ or in the gaps of the spectrum if $-\mu_3 \leq z_2^0$. For example, if $-\mu_3 < z_1^0 < -\mu_3 + 6/m_3$ (resp. $-\mu_3 + 6/m_3 < z_1^0 < 0$), then z_1^0 lies in $\sigma_{\text{ess}}(H(K))$ (resp. in the gap of the essential spectrum).

In these cases, according to Theorem 4.1, the operator $H(K)$ can produce an infinite number of eigenvalues belonging to either the essential spectrum or its gap.

Theorem 4.2 (a) Let $(\mu_1, \mu_2) \in G_1 \cup F_1 \cup G_2$. Then $\lim_{n \rightarrow \infty} z_n = z_1^0$.

(b) Let $(\mu_1, \mu_2) \in F_1 \cup G_2$. Then $\lim_{n \rightarrow \infty} \zeta_n = z_2^0$.

Acknowledgements

The first two authors acknowledge support from the Foundation for Basic Research of the Republic of Uzbekistan (Grant No. FZ-2020093224).

References

- [1] V. N. Efimov, “Weakly-bound states of three resonantly-interacting particles”, *Sov. J. Nuclear Phys.*, **12** (1971) 589.
- [2] D. Yafaev, “On the theory of the discrete spectrum of the three-particle Schrödinger operator”, *Math. USSR-Sb.*, **23** (1974) 535–559.
- [3] Yu. N. Ovchinnikov, I. M. Sigal, “Number of bound states of three-body systems and Efimov’s effect”, *Ann. Phys.*, **123** (1989) 274–295.
- [4] A. Sobolev, “The Efimov’s effect. Discrete spectrum asymptotics”, *Commun. Math. Phys.*, **156** (1993) 127–168.
- [5] H. Tamura, “The Efimov’s effect of three-body Schrödinger operator”, *J. Funct. Anal.*, **95** (1991) 433–459.
- [6] S. Lakaev, “The Efimov’s effect of a system of three identical quantum lattice particles”, *Funct. Anal. Its Appl.*, **27** (1993) 15–28.
- [7] T. Kraemer, M. Mark, P. Waldburger, J. G. Danzl, C. Chin, B. Engeser, A. D. Lange, K. Pilch, A. Jaakkola; H.-C. Nägerl, R. Grimm, “Evidence for Efimov quantum states in an ultracold gas of caesium atoms”, *Nature*, **440** (2006) 315–318.
- [8] D. Mattis, “The few-body problem on a lattice”, *Rev. Mod. Phys.*, **58** (2), (1986) 361–379.
- [9] S. Albeverio, S. Lakaev, Z. Muminov, “On the structure of the essential spectrum for the three-particle Schrödinger operators on lattices”, *Math. Nachr.* **280**, (2007) 699–716.
- [10] M. Muminov, “The infiniteness of the number of eigenvalues in the gap in the essential spectrum for the three-particle Schrödinger operator on a lattice”, *Theor. Math. Phys.* **159** (2009) 299–317.
- [11] M. I. Muminov, N. M. Aliev, “Spectrum of the three-particle Schrödinger operator on a one-dimensional lattice”, *Theor. Math. Phys.* **171** (3) (2012) 754–768.
- [12] N. M. Aliev, M. E. Muminov, “On the spectrum of the three-particle Hamiltonian on a unidimensional lattice”, *Siberian Adv. Math.*, **17** (3) (2015) 3–22.
- [13] G. Dell’Antonio, Z.I. Muminov, Y.M. Shermatova. “On the number of eigenvalues of a model operator related to a system of three-particles on lattices”, *J. Phys. A: Math. Theor.*, **44** (2011) 315302.
- [14] Sh. Yu. Kholmatov, Z. Muminov, “The essential spectrum and bound states of N -body problem in an optical lattice.” *J. Phys. A: Math. Theor.* **51** (2018) 265202.
- [15] S. Albeverio, S. N. Lakaev, Z. I. Muminov, “Schrödinger operators on lattices. The Efimov effect and discrete spectrum asymptotics,” *Ann. Inst. H. Poincaré Phys. Theor.*, **5** (2004) 743–772 .

RADON IN WORKPLACES AND DWELLINGS OF THE UZBEKISTAN

Abdisamat Vasidov

*Institute of Nuclear Physics, Tashkent, Uzbekistan,
E mail: samad@inp.uz*

Abstract

The main aims of this study is to carry out of seasonal radon measurements in workplaces and dwellings to estimate the annual effective doses and to find out hazardous radon exhales of building materials and soils by using CR-39 detectors. The results of measurements have given the following: the seasonal mean values of radon activities are varied from 41.0 to 1400 Bq m⁻³ in workplaces and from 62.1 to 446 Bq m⁻³ in dwellings. An appropriate values of annual effective dozes were within 1.67 - 27.6 mSv y⁻¹. The values of radon exhalation rate were determined in the 11.2 - 26.0, 0.054 - 0.445 and 0.078 - 0.234 Bq m⁻² h⁻¹ for soils, building materials and walls, respectively.

Keywords: radon in workplaces and dwellings, CR-39 detectors, radon exhalation rate, building materials, annual effective doses

References

- [1.] A.Vasidov A et al., The measuring of radon level in the houses by CR-39 in summer and winter time. J Ecol Syst & Dev **4**:35-375 (2006).
- [2.] A.Vasidov and T.Tillaev, Determination of the RER from surface of building materials and walls of dwellings, J Ecol Syst & Dev **12**: 40-42 (2010).

3 МЭВ ЭНЕРГИЯЛИ ЭЛЕКТРОНЛАР ОҚИМИДА НУРЛАНТИРИШНИНГ КРЕМНИЙ КРИСТАЛЛАРИНИНГ ЭЛЕКТРОФИЗИК ХОССАЛАРИГА ТАЪСИРИ

Ш.А. Махмудов, Н.Т. Сулайманов, А.А. Сулаймонов, А.К. Рафиков, С.Ж. Рахманов

Институт ядерной физики АН РУз, г. Ташкент, Узбекистан
e-mail: rafikov@inp.uz

Аннотация

Ушбу ишда 3 МэВ энергияли электронлар оқимида нурлантиришнинг кремний кристалларининг электрофизик хоссаларига таъсирини тадқиқ қилиш натижалари келтирилган. Нурлантирилган намунанинг нурланиш таъсирида ҳосил бўлган нуқсонлари кластер типига кириши аниқланган. Солиштирма қаршиликлари бир хил бўлмаган кремний намуналарининг электрофизик характеристикаларини нурланиш дозасига боғлиқлиги тадқиқ қилинган.

Калит сўзлар.

Монокристалл кремний, нуқсонлар, электронлар оқимида нурлантириш, ўтказувчанлик, заряд ташувчилар ҳаракатчанлиги, вакансия, заряд ташувчилар.

Кириш

Замонавий каттик жисмлар электроника соҳасида яримўтказгичларнинг электрофизик параметрларини чуқур энергия сатҳлари ҳосил қилувчи аралашмалардан фойдаланган ҳолда, диффузиялаш жараёнлари ёрдамида материалнинг хусусиятларини бошқариш энг истикболли усулларида биридик. Замонавий электрониканинг асосий материали кремнийни легирлашда киритилаётган аралашма турига (донор, акцептор ёки амфотер) қараб, легирланган кристаллнинг параметрлари ва хусусиятлари ўзгаради, бу эса унинг фотосезгирлиги, термосезгирлиги, деформацияга сезувчанлиги ва радиацияга бардошлилиги каби муҳим хусусиятларнинг ривожланишига олиб келади [1-5].

Яримўтказгичларни электронлар оқимида нурлантириш, бошқа юқори энергияли заррачаларнинг таъсиридан фарқли ўларок, кристалл панжаранинг кам даражада бузилиши ва каттик модданинг кимёвий таркибининг ўзгармаслиги билан тавсифланади. Бундай ҳолда, индукцияланган нуқсон марказларининг концентрацияси нисбатан кичик ва намунанинг бутун ҳажми бўйлаб юқори бир хиллик билан тақсимланади, бу эса барча турдаги ўлчаш натижаларининг ишончлилигини оширади [4-9]. Шунинг учун яримўтказгичларда радиациявий нуқсонларнинг ҳосил бўлишини ўрганиш учун кенг интервалли энергияларда электронлар оқимида нурлантириш кўп қўлланилади. Юқори энергияли (>1 МэВ) электронлар оқимида нурлантириш ҳам оддий нуқтавий нуқсонларини, яъни – вакансиялар, тугунлар орасидаги атомлар ва уларнинг комплексларини ҳосил бўлишига олиб келади. Кам энергияли (< 1 МэВ) электронлар оқимида нурлантириш билан нуқсон марказларининг конфигурациясини аниқлаш ва турли омиллар таъсирида улардаги хатти-ҳаракатларининг табиатини кузатиш имконини беради. Шунингдек, модданинг атомлари учун нуқсон ҳосил бўлиш энергиясини аниқлашга имкон беради (E_d), яъни заррачанинг Френкел жуфтлиги (бўш жой ва тугунлар орасидаги атом) ни ҳосил қилиш учун яримўтказгич матричасига узатиши керак бўлган минимал энергия [2].

Тажриба методикаси ва натижалари

Тажриба Чохральский усулида ўстирилган n ва p -типли монокристалл кремнийнинг (солиштирма қаршиликлари мос равишда 15, 150 Ω ·см ва 10 Ω ·см, 13 к Ω ·см) намуналарида бажарилди. Киришма родий диффузия усулида (ВУП-4 ускунасида) киритилган. Уларнинг электрофизик параметрлари Холл қурилмасида (Empregian HMS-700) ўлчанди. Электронлар оқимида нурлантириш “Электроника У-003” тезлатгичида (3 МэВ, импульс давомийлиги $2 \cdot 10^{-6}$ с) амалга оширилди. Тезлатгичлар заррачалар энергиясининг кенг диапазонида зарядланган электрон заррачалар нурларининг манбалари ҳам бўлиши мумкин. Улар қисқа вақт ичида катта миқдорда доза таъсирини тўплаш имконини беради ва бунинг натижасида нурлантирилган монокристалл кремнийнинг хусусиятларига тезда таъсир қилади. Нурланишнинг тури ва энергиясини муҳокамасига тўхталмасдан, шуни таъкидлаш керак-ки, бир хил нурланиш дозасида нурланиш интенсивлиги яримўтказгичларнинг хоссаларига таъсир қилишда муҳим рол ўйнайди [3,4,5,6].

Нурлантириш жараёнида материалларда содир бўладиган жараёнлар шартли кетма-кетликда ифодаланиши мумкин. Ҳар бир босқичнинг аниқ давомийлиги юқори энергияли заррача ёки гамма-нурларининг бошланғич энергияси ва массасига, зарралар орасидаги ўзаро таъсир потенциалига

боғлиқ ва катталық тартибиде ўзгариши мумкин, шунинг учун бу босқичларни ажратиб турадиган вақт оралиғини тахмин қилиш мумкин.

Радиация таъсирининг биринчи босқичи – атом орбиталарида электронларнинг ғалаёнланишида нурланиш энергиясининг атомларга эластик ўтиши, атомлар билан тўқнашув вақти 10^{-16} – 10^{-15} секундни ташкил қилади [4]. Ўртача энергия ва импульсга эга бўлган атомлар ва электронлар модданинг бошқа атомлари ва электронлари билан ўзаро таъсирлашади, бунинг натижасида энергияни йўқотилади. Бу босқич бирламчи кўзгатувчи заррача билан энергия алмашинуви ва квази-мувозанат ҳолатига ўтиши деб аталади. Энергия алмашинуви моддадаги атомлар боғланиши энергиясининг қийматига мос келади, яъни бир неча эВ энергия жуда тез алмашилади. Атомлараро масофаларда бу вақт тахминан 10^{-14} – 10^{-13} секундни ташкил қилади.

Кейинги босқичда, кристаллардаги атомлар ва электронлар томонидан қабул қилинган ортықча энергиянинг релаксацияси, атом тебранишлари даврига хос бўлган вақтда содир бўлади, яъни қаттиқ жисмлар учун 10^{-13} – 10^{-12} секундни ташкил қилади. Аслида, бу босқичда релаксация тизимни энг кам эркин энергияли бошланғич ҳолатига қайтаради ва турли хил метастабил бирламчи радиациявий нуқсонларини шаклланишига олиб келади. Бундан ташқари қаттиқ жисмларда атомларнинг иссиқлик ҳаракатининг роли сезиларли бўлади.

Нурланиш билан кўзгатирилган тизим турли квази-мувозанат ҳолатларидан ўтади ва бирламчи радиациявий нуқсонларини қайта тикланиши содир бўлади. Иккинчисининг тезлиги экспонентал равишда ҳароратга боғлиқ, бу жараён вақт ўтиши билан ортиши мумкин. Хона ҳароратида барқарор бўлган иккиламчи радиациявий нуқсонлари ҳосил бўлади. Уларнинг шаклланиши бирламчи нурланиш нуқсонларини (вакансиялар ва тугунлараро атомлар) ва нурланишдан олдинги намуналарда мавжуд бўлган кимёвий аралашмаларни ўз ичига олади. Ушбу босқичда диффузия жараёнлари ва бирламчи нуқсонларни масофаларга тақсимланиши муҳим рол ўйнайди.

Шунинг учун ушбу ишнинг мақсади нуқсон ҳосил бўлиши электронлар билан нурлантирилган ҳамда диффузия усулида родий киритилган монокристалл кремнийнинг электрофизик хусусиятларининг ўзгариши қонуниятларини ўрганишдир.

Экспериментал жараён ва натижалар

Намуналар чопа ҳароратида “Электроника У-003” электронлар тезлатгичида 3 МэВ ли энергия билан нурлантирилди. Нурлантириш дозаси куйидаги формула орқали аниқланди:

$$D = 6.25 \cdot 10^{12} \times \frac{It}{S}, \quad (1)$$

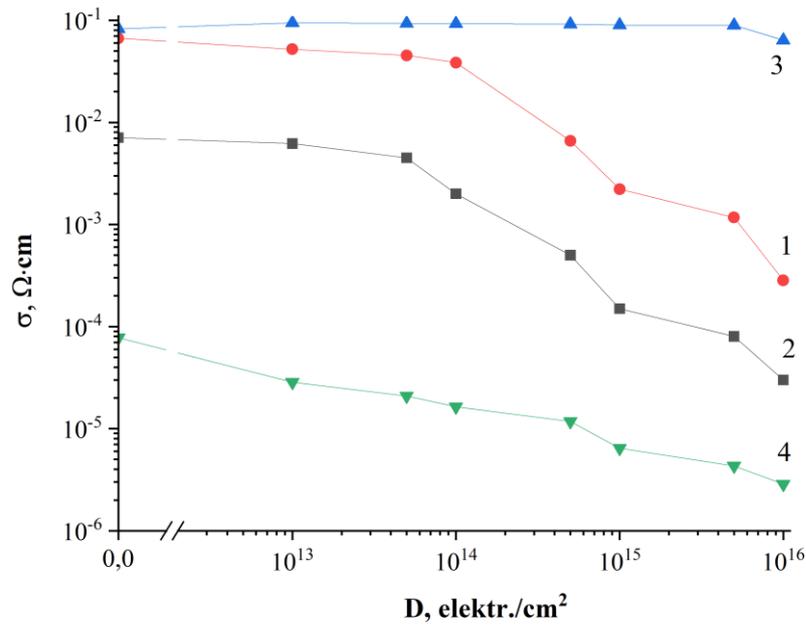
бу ерда I - ўртача ток (мкА), t – вақт (секунд), S – нурлантириш соҳасининг кўндаланг кесими юзаси (см^2)

Тажриба натижаларидан кўриниб турибдики заряд ташувчиларнинг электр ўтказувчанлиги куйидаги формула орқали аниқланди:

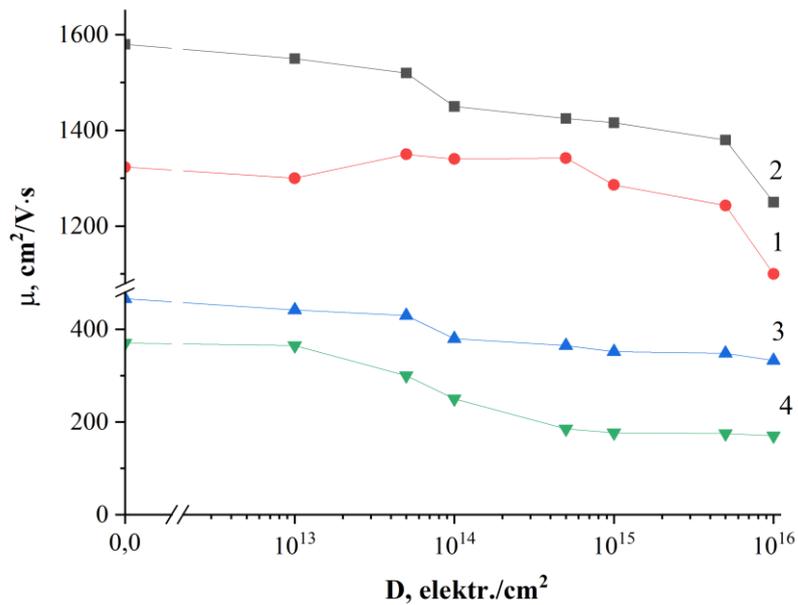
$$\sigma = \frac{1}{\rho} \quad (2)$$

Электронлар билан нурлантирилган монокристалл кремний намуналарининг электрофизик параметрларини ўлчаб борилди. Бунга кўра нурлантирилган намуналарнинг электр ўтказувчанлиги нурлантириб дозасига боғлиқлиги 1-расмда тасвирланган.

1-расмдан шуни айтиш мумкин-ки электр ўтказувчанлиги 1 намунада $5 \cdot 10^{15}$ электр./ см^2 гача ва 2,3 намуналарда $5 \cdot 10^{13}$ электр./ см^2 дозагача ўзгармаганлигини ва ундан кейин катта фарқ билан ўзгараётганлигини ҳамда 4 намуна нурлантириш дозаси ортиб борган сари унинг электр ўтказувчанлиги ҳам катта фарқ билан камайганлигини кўриш мумкин. 1 намунада электр ўтказувчанлигини катта дозагача ўзгармаганлигини намунадагини бундаги электр ўтказувчанликда иштирок этаётган коваклар сони электронлар сонидан 100 минг марта кўп бўлганлиги сабабли келаётган электронлар бирламчи ва иккиламчи, Шоттки ва Френкел нуқсонлари ҳосил бўлади. Бу жарёни $5 \cdot 10^{15}$ электр./ см^2 гача электронлар билан нурлантирилгунча давом этади. Бунда коваклар асосий заряд ташувчи бўлганлиги сабабли солиштирма қаршилиги кичик бўлган намунага сезиларли даражада таъсир этмайди.



1-расм. Монокристалл кремнийнинг электр ўтказувчанлигини электронлар нурлантириши дозасига боғлиқлик графиги.
1. n-Si 15 Ω·см, 2. n-Si 140 Ω·см, 3. p-Si 10 Ω·см, 4. p-Si<Rh> 1,3·10⁴ Ω·см.



2-расм. Монокристалл кремний заряд ташувчилар ҳаракатчанлигини электронлар нурлантириши дозасига боғлиқлик графиги.
1. n-Si 15 Ω·см, 2. n-Si 140 Ω·см, 3. p-Si 10 Ω·см, 4. p-Si<Rh> 1,3·10⁴ Ω·см.

Бундан кейин унинг солиштирма қаршилиги ортиб бориши катта нуқсонларни структура симметриясини бузиши билан изоҳлаш мумкин. 2 ва 3 намуналарда $5 \cdot 10^{13}$ электр./см² дозасига нурлантирилганда уларда ҳам ўтказувчанликка етарли даражада ўзгартириш қилиш учун вакансиялар ва нуқсонлар таъсир кўрсата олмайди. Бундан юқори дозаларда эса намуналарнинг электр ўтказувчанлиги тушишини заряд ташувчилар ток ташишда ҳосил бўлган кристаллдаги турли хил бирламчи, иккиламчи радиацион нуқсонлар, дислокациялар ва бошқа нуқсонлар туфайли қаршиликка учраши ёки тўп-тўп бўлиб қолиши билан тушунтириш мумкин. Тажрибалар орқали уларнинг яшаш

вақтларини аниқлаб, маълум вақтдан кейин электр ўтказувчанлигини яна қайтадан кўриш керак бўлади. Лекин бунга катта вақт керак бўлади (нурлантирилгандан сўнг 15-20 кун). Бундай ҳолда ундаги асосий ва асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг яшаш вақтини аниқлаш ва улардаги рекомбинация, генерация деградация ҳолларини ўрганиш мумкин. 4 намунада (Родий атомлари билан компенсирланган) электр ўтказувчанликни чизиқли камайиб бориши кузатилди. Бизнинг фикримизча, ҳосил бўлаётган нуқсонлар электр ўтказувчанликда иштирок этадиган зарядларга таъсир қилиши уларни билан бирламчи ва иккиламчи нуқсонлар ҳосил бўлиши радиацияга чидамлилигидан далолат бериши мумкин. Умуман олганда электронлар билан нурлантирилганда тугунлараро жойлашган атомлар (улар электронлар оқимида дастлаб дуч келадиган сиртда ҳажмдагидан кўп бўлади) тугунлардаги атомларни уриб чиқариши туфайли коваклар кристаллардаги дастлабки вазиятидан анча узоқлашиб тартиби бузилган соҳа вужудга келиб қолган.

Намуналардаги заряд ташувчиларнинг ҳаракатчанлиги дозани орттириб борилганида эркин ҳаракат қилаётган зарядлар тартиби бузилган соҳада тутилиб қолиши туфайли пасайиши изоҳлаш мумкин (2-расм). Дозани орттириш билан уларни температурага боғлиқлиги кўрилганда улардаги бир жинсли бўлмаганлик даражасини кўриб мумкин бўлади.

Хулоса

3 МэВ энергияли электронлар оқимида нурлантириш *n*- ва *p*-типи кремний кристалларидаги хусусий нуқсонларда электронлар оқими энергиясининг ютилиши ҳисобига бир қатор жараёнларни юзга келтиради. Тугунлараро жойлашган атомлар ютган энергияларини қўшни тугунлардаги атомларни сиқиб чиқаришга ёки сирт-сиртости қатламларда вакансияларни тўлдиришга сарфлаши мумкин, натижада кристалл панжара барқарорлиги (микротақтиқлик) ортади, бу ўз навбатида электрофизик хоссаларнинг ўзгаришига олиб келади. Айти пайтда родий билан легирилган *p*-типи кремнийда заряд ташувчилар ҳаракатчанлигини электронлар нурлантириш дозасига боғлиқ тарзда бир текис камайиб бориши киришмали нуқсоннинг радиация таъсирига юқори даражада бардошлилигидан дарак беради. Ҳар иккала типдаги намуналарда электронлар оқимида нурлантириш кремний монокристаллининг микроқаттиқлигининг ўзгариши биржинсли бўлмаслиги кўрсатиб берилди.

Адабиётлар.

1. Фистуль В.И. Введение в физику полупроводников. - Москва. Высшая школа. 1984.с. – 296.
2. Emtsev, V.V., Ehrhart, P., Poloskin, D.S. and Emtsev, K.V. (2007) Journal of Material Science: Materials in Electronics, **18**, 711-714. <http://dx.doi.org/10.1007/s10854-006-9103-6>
3. Vinetskij, V.L. and Kholodar, G.A. (1979) Radiation Physics of Semiconductors. "Naukova Dumka" Edition, Kiev, 333 p. (In Russian).
4. M. Yu. Tashmetov, Sh. A. Makhmudov, A. A. Sulaymonov, A. K. Rafikov, B. Zh. Abdurayimov. Photosensors Based on Neutron Doped Silicon // ISSN 0003-701X, Applied Solar Energy, 2019, Vol. 55, No. 1, pp. 71–73.
5. MahmudovSh.A., RafikovA.K., MirzarayimovJ.Z.. Clusters of Atoms of Copper and Iridium and Their Influence on Recombination Properties of Silicon / International Journal of Multidisciplinary Research and Analysis./ Volume 3 Issue 09 September 2020, Page No : 94– 98. <https://doi.org/10.47191/ijmra/v3-i9-04>
6. Sh.A. Makhkamov, M.Yu. Tashmetov, Sh.A. Makhmudov, A.A. Sulaimonov. Peculiarities of influence of radiation defects on photoconductivity of silicon irradiated by fast neutrons. (*Applied Solar Energy, Allerton Press, Inc., 2010*) vol. 46 (4), pp. 298-300.
7. Sh. Makhmudov and oth.. Study of after diffusion regions in highly doped silicon // International scientific journal Science and Innovation, ISSN: 2181-3337, V-1, №6, 9.10/2022,- Pp. -402-404.
8. Каримов М., Махкамов Ш., Турсунов Н., Махмудов Ш.А., Сулаймонов А.А. Влияние быстрых нейтронов на электрофизические свойства ядерно-легированного кремния *p*-типа» // Известия вузов, Физика. – Томск. 2011. –Вып.5 – С.75-78.
9. Sh.A. Makhkamov, M.Yu. Tashmetov, Sh.A. Makhmudov, A.K. Rafikov, A.A. Sulaimonov. Диффузия атомов примеси родия в кремнии для датчиков // FRANCE international conference: "Scientific approach to the modern education system" Part 10, 5th December, - Pp. -95-98.

Pb+Pb 5.02 TeV ENERGIYADA OG'IR IONLAR TO'QNASHUVINI IKKI KOMPANENTALI MODEL TAHLILI

Umarov Q. I.

*O'zFA Fizika-Texnika Instituti,
E-mail: gobil.umarov.87@mail.ru*

ALECE kollaboratsiyada kuzatilgan Pb+Pb 5.02 TeV energiyali to'qnashuvda zaryadlangan π^\pm , K^\pm , p/\bar{p} adronlar va mezonlarning ko'ndalang impuls taqsimotini har xil to'qnashuv markaziyliklarini tavsiflash uchun ikki komponentali formuladan foydalanildi. ALECE kollaboratsiyada Pb+Pb 5.02 TeV energiyali to'qnashuvda olingan ma'lumotlar turli modellar, shu jumladan bir komponentli modellar hamda ikki komponentli modellar yordamida tahlil qilindi. Hagedorn formulasining o'zgartirilgan versiyasidan foydalangan holda natijalar Bylinkin, Rostovtsev va Ryskin (BRR) tomonidan taklif qilingan ikki komponentli modeldan foydalangan holda olingan natijalar bilan taqoslanadi. Og'ir ionlar to'qnashuvlarida o'lgan ko'ndalang impuls funktsiyasi sifatida zaryadlangan zarralarni hosil bo'lishi uchun o'zgarmas differensial kesim shakllari tahlil qilindi. O'lgan ma'lumotlar so'ngi nazariy yondashuvga muvofiq energiya zichligi sifatida ko'rib chiqildi. Boltzman statistik taqsimotiga o'xshash model yordamida hosil bo'lgan adronlarning butun statistik ansambli olindi. Ushbu eksponensial taqsimotni tafsiflovchi temperaturaning o'zgarishi energiya zichligi funktsiyasi sifatida o'rganildi. ALECE kollaboratsiyasida Pb+Pb 5.02 TeV energiyali to'qnashuvda ko'ndalang impuls spektrini tahlil qilishda Bylinkin, Rostovtsev va Ryskin adronlar gazini va plazma fizikasida qabul qilingan teskari darajali bog'lanish taqsimotni tavsiflovchi Maksvell-Boltzman taqsimotini o'z ichiga olgan quyidagi formuladan foydalanildi. To'qnashuv markaziylik kamayishi bilan T_e hagedorn temperaturasi sekinlik bilan kamadi va Bylinkin, Rostovtsev, Ryskin T_{BRR} temperaturasi ham kamayishini ko'ramiz. T_{BRR} temperaturasi T_e hagedorn temperaturasidan taxminan ~ 7 marra ko'p qiymat chiqdi bu ikki temperaturalarni (0-90 %) markaziyliklar uchun bir-biriga nisbatan deyarli bir xil tartibda o'zgarishi aniqlandi.

Foydalanilgan adabiyotlar ro'yxati:

1. CMS Collaboration, VKhachatrya. et al., "Charged-particle nuclear modification factors in Pb–Pb and p–Pb collisions at $(s_{NN})^{1/2}=5.02$ TeV", JHEP 04 (2017) 039, arXiv:1611.01664[nucl-ex].
2. S.McDonald, C.Shen, F.Fillion-Gourdeau, S.Jeon, and C.Gale, "Hydrodynamic predictions for Pb+Pb collisions at 5.02 TeV", Phys. Rev. C95 no. 6, (2017) 064913, arXiv:1609.02958 [hep-ph].
3. Analyses of whole transverse momentum distributions in pp and pp collisions by using a modified version of Hagedorn's formula Takuya Mizoguchi, Minoru Biyajima. Japan Matsumoto University, Matsumoto 390-1295, Japan.
4. ALICE Collaboration, B. Abelev et al., "Centrality Dependence of Charged Particle Production at Large Transverse Momentum in Pb–Pb Collisions at $(s_{NN})^{1/2} = 2.76$ TeV," Phys. Lett. B720 (2013) 52–62, arXiv:1208.2711 [hep-ex].

BEHAVIOR OF THE ROTATIONAL-VIBRATION EXCITATIONS IN HEAVY EVEN-EVEN NUCLEI

O.A. Bozarov^{1,*} and I. Muratova²

¹Institute of Nuclear Physics of Uzbekistan Academy of Sciences, 100214, Tashkent, Uzbekistan.

*E-mail: bozarovoybek8@gmail.com (corresponding author)

²Academic Lyceum at Westminster International University in Tashkent, 100000, Tashkent, Uzbekistan

Abstract

The role triaxiality in the quadrupole shape excitation in even-even heavy nuclei are considered in the framework the free triaxiality model for dynamic γ and β variables. In this case, the rotation energy operator is taken into account with expansion in a power series $(\gamma-\gamma_0)$. At values about the triaxial parameter $\gamma_0=10^0$ and spin $I \approx 10$, the band-crossing of the ground and γ -bands was found, which indicates the anomalous behavior of the moment of inertia of the nucleus.

Key words: Hamilton operator; axially symmetric prolate or oblate shapes; rotational-vibrational bands; triaxial rotator.

1. Introduction

Most of the atomic nuclei are deformed in their ground states and possess axially symmetric prolate or oblate shapes [1,2]. It is known that the prolate shapes essentially dominate over the oblate ones [3]. However, various theoretical studies suggest for some nuclear regions the possible deformations of each nuclide have been examined. Have been suggested the possible appearance of non-axial (triaxial) deformations [1,4-10].

Quadrupole shapes are described by the parameters β_2 and γ for the axial deformation and the deviation from axiality [4-7,10]. In Ref. [5] was proposed the free triaxiality model, where deformation parameters β_2 and γ taking into account are dynamically. In Ref. [7], a comparative analysis of some non-adiabatic models [5,6,11] was carried out, and it was determined that the free triaxiality model reproduces the experiment better than other models. In Ref. [10], the free triaxiality model the high-order terms of the rotational energy operator series were being considered. It is in Ref. [12] leads to improve considerably the agreement of the results with experimental data. Here we will taken into account full range of variation of the triaxiality parameter γ variable ($0 \leq \gamma \leq \pi/3$).

2. Free triaxiality approximation

In Ref. [7] we considers the possibility of describing the energy levels of the ground-state-band, γ -rotational, and γ - and β -rotational-vibrational bands by the Hamilton operator [5] containing five dynamical variables.

$$\hat{H}_{\beta_2} = \hat{T}_{\beta_2} + \hat{T}_{\gamma} + \hat{T}_{rot} + V(\beta_2, \gamma), \quad (1)$$

here

$$\hat{T}_{\beta_2} = -\frac{\hbar^2}{2B_2} \frac{1}{\beta_2^4} \frac{\partial}{\partial \beta_2} \left(\beta_2^4 \frac{\partial}{\partial \beta_2} \right), \quad \hat{T}_{\gamma} = -\frac{\hbar^2}{2B_2} \frac{1}{\beta_2^2 \sin(3\gamma)} \frac{\partial}{\partial \gamma} \left[\sin(3\gamma) \frac{\partial}{\partial \gamma} \right], \quad (2)$$

kinetic energy of the β_2 - and γ -vibrations, respectively, $V(\beta_2, \gamma)$ – potential energy of β_2 - and γ -vibrations. It is known that simple special solutions of the Bohr Hamiltonian (1), which follow from the exact separation of variables in the corresponding Schrödinger equation [6], can be obtained when the potential $V(\beta_2, \gamma)$ is represented as $V(\beta_2, \gamma) = V(\beta_2) + V(\gamma)$. Here we use Davidson potential for $V(\beta_2)$ and $V(\gamma)$ [14].

In the free triaxiality approximation the rotational energy operator has the form

$$\hat{T}_{rot} = \frac{1}{4} \sum_{\lambda=1}^3 \frac{\hat{I}_{\lambda}^2}{\sin^2 \left(\gamma - \frac{2\pi}{3} \lambda \right)}, \quad (3)$$

expands into a power series $(\gamma-\gamma_0)$:

$$\hat{T}_{rot} = \hat{T}_{rot}(\gamma_0) + \frac{\partial \hat{T}_{rot}}{\partial \gamma} \Big|_{\gamma=\gamma_0} (\gamma - \gamma_0) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \hat{T}_{rot}}{\partial \gamma^2} \Big|_{\gamma=\gamma_0} (\gamma - \gamma_0)^2 + \dots \quad (4)$$

where γ_0 - the parameter of transverse deformations of the nucleus surface is in the ground state. By taken into account the corrections to the energy of the excited levels of the ground, β and γ bands of the second ε_1 and third terms ε_2 in the expansion of the rotational energy operator (4) [7,10] the expression for the energy spectrum takes the following form:

$$E_{n_\gamma n_\beta l \tau} = \hbar\omega \left(E_{0n_\gamma n_\beta l \tau} + \varepsilon_1 + \varepsilon_2 \right). \quad (5)$$

where $\hbar\omega$ is the energy multiplier and this expression depends on the parameters $\hbar\omega, \gamma_0, \mu_\beta, \mu_\gamma$.

This approach, in contrast to the work [2,13] allows us to consider the full range of changes in γ variable ($0 \leq \gamma \leq \pi/3$).

3. Result

In the Table 1 the comparison of theoretical and experimental values [15] for nuclei of rare earth elements and actinides ratio $R_{4/2} = E(4_1)/E(2_1)$, $R_{0\beta} = E(0_\beta)/E(2_1)$ and $R_{2\gamma} = E(2_\gamma)/E(2_1)$ are being presented, respectively. As well as the values of the parameters $\hbar\omega, \mu_\beta, \mu_\gamma, \gamma_0$ and RMS (in keV). Note that the triaxial parameter γ_0 takes a value $9^\circ \div 14.4^\circ$ for rare earth elements, $7.8^\circ \div 10.6^\circ$ for actinides. The quadrupole deformation parameter $\mu_\beta = 0.22 \div 0.39$.

Note at $2.7 < R_{4/2} < 10/3$, the collective behavior of the energy spectrum of the levels will be rotational. And at $2 < R_{4/2} < 2.4$ it will be vibrational [16]. In our case $R_{4/2} = 2.93 \div 3.31$ i.e. the energy spectrum of the levels is rotational.

In fig.1 the behavior energy levels (5) ground state band (gsb) [(2I)001] and γ -band [(2I)002 for even spins, (2I+1)002 for odd spins] for values of the parameters $\gamma_0 = 10^\circ, \mu_\gamma = 2$ and $\mu_\beta = 0.3$ is being presented. Note that here we observe bandcrossing at values $I \approx 10$. This means that at large spins the behavior of the moment of inertia of nucleus will be anomalous [17,18].

The experimental values of the excited states for the γ -band of even-even nuclei are being presented in [15]. Some even-even nuclei has follownig high spin states in γ -band, for example: ^{156}Dy ($I_{max} = 13$ and $\gamma_0 = 13.9^\circ$), ^{156}Gd ($I_{max} = 13$ and $\gamma_0 = 10.4^\circ$), ^{164}Er ($I_{max} = 13$ and $\gamma_0 = 13^\circ$), ^{232}Th ($I_{max} = 12$ and $\gamma_0 = 9.2^\circ$) and ^{238}U ($I_{max} = 26$ and $\gamma_0 = 7.9^\circ$). Simultaneously explanation of the excited states of the ground-state-band and γ -band of the above-mentioned nuclei at high spins ($I > 10$) is inappropriate.

Conclusion

In this paper the role triaxiality in the quadrupole shape excitation in even-even heavy nuclei are considered in the framework the free triaxiality model, where γ and β variables are dynamic. The Davidson potential is used for γ and β variables. The bandcrossing ground-state-band and γ -band is found.

Table 1: Comparison of theoretical and experimental values [18] for nuclei of rare earth elements and actinides ratio $R_{4/2} = E(4_1)/E(2_1)$, $R_{0\beta} = E(0_\beta)/E(2_1)$ and $R_{2\gamma} = E(2_\gamma)/E(2_1)$ respectively. As well as the values of the parameters $\hbar\omega, \mu_\beta, \mu_\gamma, \gamma_0$ and RMS (in keV).

Nuclei	$R_{4/2}^{exp}$	$R_{4/2}^{theor}$	$R_{0\beta}^{exp}$	$R_{0\beta}^{theor}$	$R_{2\gamma}^{exp}$	$R_{2\gamma}^{theor}$	$\hbar\omega$	μ_β	μ_γ	γ_0	RMS
^{150}Nd	2.93	3.15	5.18	6.07	8.15	9.19	369.3	0.39	1.47	12°	5.6
^{154}Sm	3.25	3.28	12.36	13.16	17.58	18.66	538.6	0.27	1.36	8.9°	41.6
^{156}Dy	2.93	3.05	4.9	4.81	6.46	6.57	349.4	0.44	0.89	13.9°	64.9
^{156}Gd	3.24	3.27	11.8	11.73	12.98	13.45	519.5	0.28	0.21	10.4°	98
^{158}Dy	3.21	3.26	10.02	10.79	9.57	10.24	520.3	0.29	0.28	12.6°	75.3
^{162}Gd	3.3	3.29	19.94	19.18	12.08	11.58	712.9	0.22	0.98	11.5°	13.4
^{162}Er	3.23	3.24	10.65	10.21	8.83	8.89	524.7	0.3	0.54	12.8°	36.82
^{164}Er	3.28	3.25	13.63	11.93	9.41	8.86	569.8	0.28	0.2	13°	85.6
^{166}Dy	3.31	3.27	15	13.31	11.19	9.91	578	0.26	0.17	12.5°	42.2
^{168}Er	3.31	3.26	15.25	12.41	10.29	8.48	573.9	0.27	0.2	13.2°	67.6
^{168}Yb	3.27	3.27	13.17	12.95	11.22	11.20	567.9	0.27	0.21	11.5°	9.9
^{168}Hf	3.11	3.18	7.59	7.45	7.06	7.45	456.8	0.35	0.2	13.6°	35.4
^{170}Hf	3.19	3.23	8.73	8.72	9.54	9.92	446.4	0.32	1.75	12.2°	32.6
^{170}W	2.95	3.18	6.08	7.57	5.98	6.78	523.3	0.34	0.	14.4°	40.8

^{228}Th	3.23	3.30	14.4	15.64	16.78	18.7	409.7	0.25	.17	8.9^0	14
^{230}Th	3.27	3.27	11.92	11.32	14.67	12.63	333.7	0.3	0.21	10.6^0	71.9
^{232}Th	3.28	3.29	14.8	13.75	15.91	14.9	356.5	0.26	0.22	9.8^0	87.1
^{232}U	3.29	3.29	14.53	13.46	18.22	17.76	333.4	0.26	1.2	9.2^0	25.7
^{234}U	3.29	3.31	18.62	19.34	21.3	22.25	408.3	0.22	1.03	8.3^0	12.1
^{236}U	3.3	3.31	20.31	20.47	21.17	21.66	454.2	0.22	0.21	8.4^0	5.5
^{238}U	3.3	3.31	20.64	19.56	23.61	24.44	427.5	0.22	0.11	7.9^0	44
^{240}Pu	3.31	3.3	20.1	16.43	26.55	26.04	372.9	0.24	1.55	7.8^0	104

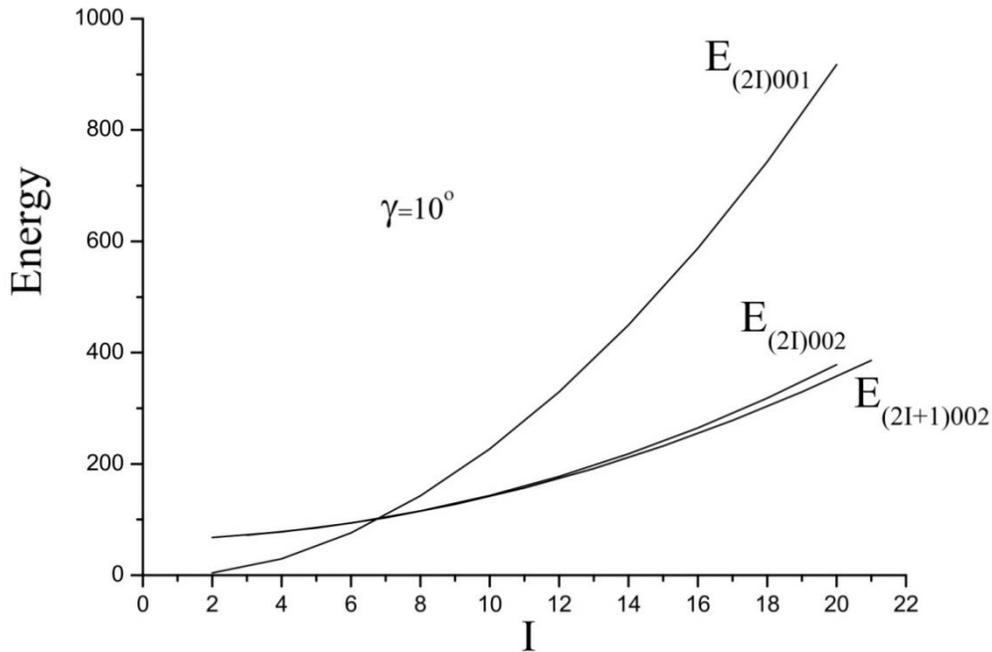


Figure 1: Behavior energy levels (5) gsb [(2I)001] and γ -band [(2I)002 for even spins, (2I+1)002 for odd spins] for values of the parameters $\mu_\gamma=2$ and $\mu_\beta=0.3$. Here $I=1,2,3,\dots$

References

- [1.] A. Bohr, and B. R. Mottelson, Nuclear structure, W. A. Benjamin, New York, (1975).
- [2.] F. Iachello, Analytic Description of Critical Point Nuclei in a Spherical-Axially Deformed Shape Phase Transition Phys. Rev. Lett. **87**, 052502 (2001).
- [3.] D. Bonatsos et al., Proxy-SU(3) symmetry in heavy deformed nuclei Phys. Rev. C **95**, 064326 (2017).
- [4.] A. S. Davydov, G. F. Filippov, Rotational states in even atomic nuclei Nucl. Phys. **8**, 237 (1958).
- [5.] A. S. Davydov, Excited States of Atomic Nuclei, Atomizdat, Moskva, in Russian (1967).
- [6.] A. S. Davydov, and A. A. Chaban, Rotation-vibration interaction in non-axial even nuclei, Nucl. Phys. **20**, 499 (1960).
- [7.] M. S. Nadirbekov and G. A. Yuldasheva, Triaxiality in excited states of lanthanide and actinide even-even nuclei IJMPE **23**, 1450034 (2014).
- [8.] Monica Karday, H. M. Mittal, and Rohit Mehra Pramana, Systematic study of rigid triaxiality in Ba–Pt nuclei and role of $Z = 64$ subshell effect J. Phys. **91**, 70 (2018).
- [9.] J. P. Davidson, Collective Models of the Nucleus Academic Press Inc., New York, (1968).
- [10.] Yu. V. Porodzinsky, E. Sh. Sukhovitsky Rotational-Vibrational States of Nonaxial Deformable Even-Even Nuclei Sov. J. Nucl. Phys. **53**, 64 (1991).
- [11.] Dennis Bonatsos et al., Exactly separable version of the Bohr Hamiltonian with the Davidson potential Phys. Rev. C **76**, 064312 (2007).
- [12.] M. S. Nadirbekov, O. A. Bozarov, Nonaxial shapes of even-even lanthanide and actinide nuclei in excited collective states Phys. Atom. Nucl. **79**, 461 (2016).

- [13.] I. Yigitoglu and D. Bonatsos, Bohr Hamiltonian with Davidson potential for triaxial nuclei Phys. Rev. C. **83**, 014303 (2011).
- [14.] Dennis Bonatsos, D. Lenis, D. Petrellis, Special Solutions of the Bohr Hamiltonian Related to Shape Phase Transitions in Nuclei Romanian Reports in Physics **59**, 273 (2007).
- [15.] <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>
- [16.] D. Bonatsos et al., $\Delta I=1$ staggering in octupole bands of light actinides: “Beat” patterns Phys. Rev. C **62**, 024301 (2000).
- [17.] Ben R. Mottelson and J. G. Valatin, Effect of Nuclear Rotation on the Pairing Correlation Phys. Rev. Lett. **5**, 511 (1960).
- [18.] Dennis Bonatsos, Simple model for backbending, Phys. Rev. C. **31**, 2256 (1985).

QUANTIZATION OF THE DEFORMED NUCLEUS KINETIC ENERGY IN CURVILINEAR COORDINATES

M. S. Nadirbekov, O. A. Bozarov, S. N. Kudiratorov

Institute of Nuclear Physics of Uzbekistan Academy of Sciences, 100214, Tashkent, Uzbekistan.

*E-mail: bozarovoybek8@gmail.com (corresponding author)

Abstract

The kinetic energy of the octupole deformed nucleus was obtained firstly in curvilinear coordinates.

Key words: Hamilton operator; Euler angles; rotation and quadrupole and octupole oscillations; moment of inertia.

1. Introduction

In classical mechanics Hamiltonian can write in any coordinate system. In this paper, we quantize the Hamiltonian given in the classical Hamilton function in the generalized coordinate system, first in curvilinear coordinate in the space of five dimensions.

2. Quantization of the deformed nucleus kinetic energy in curvilinear coordinates

A system of orthogonal coordinate axes $\xi\eta\zeta$ associated with the nucleus, whose orientation relative to the laboratory system is determined by the three Euler angles $\theta_i (i=1,2,3)$,

$$R(\theta, \varphi) = R_0 [1 + \sum_{\nu=-2}^2 a_{\nu} Y_{2\nu}^*(\theta', \varphi') + \sum_{m=-3}^3 a'_{m} Y_{3m}^*(\theta', \varphi')], \quad (1)$$

$$a_{\nu} = \sum_{\mu} \alpha_{\lambda\mu} D_{\lambda\mu}^{*\lambda}(\theta), \quad \alpha_{\lambda\mu} = \sum_{\nu} D_{\lambda\mu}^{\lambda}(\theta) a_{\nu},$$

where $D_{\lambda\mu}^{\lambda}(\theta)$ – Wigner function.

Then we choose the system of coordinate axes $\xi\eta\zeta$ as follows:

$$a'_{3,\pm 1} = a'_{3,\pm 3} = 0, \quad a'_{3,2} = a'_{3,-2}$$

and

$$a'_{30} = \beta_3 \cos\eta, \quad a'_{32} = a'_{3,-2} = \frac{\beta_3 \sin\eta}{\sqrt{2}},$$

where β_3 is the octupole deformation parameter, η is the octupole deformation asymmetry parameter, which varies in the interval $0 \leq \eta \leq \pi$.

$$a_{30} = \beta_3 \cos\eta, \quad a_{32} = a_{3,-2} = \frac{\beta_3 \sin\eta}{\sqrt{2}}. \quad (2)$$

Note that [1] shows that the variables $a'_{3,\pm 1}$ and $a'_{3,\pm 3}$ are not collective variables.

The total energy of quadrupole and octupole deformations has the form

$$E = \frac{B_2}{2} (\dot{\beta}_2^2 + \beta_2^2 \dot{\gamma}^2) + \frac{B_3}{2} (\dot{\beta}_3^2 + \beta_3^2 \dot{\eta}^2) + V(\beta_2, \beta_3, \gamma, \eta) + \sum_{\lambda=1}^3 \frac{\hbar^2 J_{\lambda}^2}{J_{\lambda}}, \quad (3)$$

where J_k – moment of inertia ($k = 1,2,3$). To quantize the classical kinetic energy associated with rotation and quadrupole and octupole oscillations of the surface of the nucleus, it is necessary to choose as independent variables the Euler angles $\theta_1, \theta_2, \theta_3$ and the internal variables a_{20}, a_{22}, a_{30} and a_{33} . It should be noted that the quantization of the kinetic energy of a deformed nucleus in curvilinear coordinates for the internal variables a_{20} and a_{22} was done in detail in [2]. Here we perform the same procedure for the variables a_{30} and a_{32} , i.e. for

$$T_{\beta_3} = \frac{B_3}{2} (\dot{\beta}_3^2 + \beta_3^2 \dot{\eta}^2). \quad (4)$$

The kinetic energy operator can be written as

$$T = -\frac{\hbar^2}{2} \frac{1}{\sqrt{G}} \sum_{ij} \frac{\partial}{\partial q_i} \left(\sqrt{G} g^{ij} \frac{\partial}{\partial q_j} \right), \quad (5)$$

where G is the determinant of the metric tensor g_{ij} . The expression (5) is used to quantize the classical kinetic energy (4). The volume element is

$$d\tau = |G| dq_1 \dots dq_N. \quad (6)$$

Now choose the generalized coordinates q_{μ} (5):

$$q_1 = a_{30}, \quad q_2 = a_{32}, \quad q_3 = \theta_1, \quad q_4 = \theta_2, \quad q_5 = \theta_3.$$

Then the expression (4) takes the following form:

$$T_{vib}^{(3)} = -\frac{\hbar^2}{2B_3} \left[\frac{6a_{30}(3a_{30}^2 - a_{32}^2)}{9a_{30}^4 - 6a_{30}^2 a_{32}^2 + 16a_{32}^4} \frac{\partial}{\partial a_{30}} + \frac{\partial^2}{\partial a_{30}^2} + \frac{3(3a_{30}^4 - 4a_{30}^2 a_{32}^2 + 16a_{32}^4)}{2a_{32}(9a_{30}^4 - 6a_{30}^2 a_{32}^2 + 16a_{32}^4)} \frac{\partial}{\partial a_{32}} + \frac{\partial^2}{2 \partial a_{32}^2} \right].$$

Passing to the variables β_3 and η , we obtain:

$$\hat{T}_{vib}^{(3)} = -\frac{\hbar^2}{2B_3} \left[\frac{\partial^2}{\partial \beta_3^2} + \frac{4}{\beta_3} \frac{\partial}{\partial \beta_3} + \frac{1}{\beta_3^2} \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} + \frac{24 \cos^2 2\eta - 6 \cos 2\eta \cos \eta}{5 + 5 \cos 2\eta + 8 \cos^2 2\eta \sin \eta} \frac{\partial}{\beta_3^2 \partial \eta} \right]. \quad (7)$$

The resulting expression (7) is different from a similar expression for quadrupole oscillations of the nuclear surface.

Conclusion

Thus in this work, the quantization of the kinetic energy associated with the quadrupole (octupole) oscillations of the surface of the nucleus in curvilinear coordinates was carried out. The resulting form of the Hamiltonian differs from the previously obtained Hamiltonian for quadrupole oscillations only by factors in front of the derivatives $\partial / \partial \gamma$ and $\partial / \partial \eta$, because the expressions for the projections of the moments of inertia of the nucleus in the cases of quadrupole and octupole oscillations are different.

References

- [1] V. G. Solov'ev, P. Fogel', and A. A. Korneichuk, Study of octupole states of even-even strongly deformed nuclei. Bull. Acad. Sci. USSR, Phys. Ser. **28**, 1495 (1964).
- [2] Judah M Eisenberg, Walter Greiner *Nuclear Models. Collective and Single Particle Phenomena*. North-Holland Pub. Co. 2nd Revised edition December 1, 1975.

ASTROPHYSICAL S-FACTOR AND REACTION RATE OF THE DIRECT CAPTURE PROCESS ${}^6\text{Li}(p,\gamma){}^7\text{Be}$ IN A POTENTIAL MODEL

S.A.Turakulov^{1,2}, E.M.Tursunov^{1,3}

¹*Institute of Nuclear Physics, Uzbekistan Academy of Sciences, 100214 Tashkent, Uzbekistan,*

²*Renaissance University, 100138 Tashkent, Uzbekistan*

³*National University of Uzbekistan, 100174 Tashkent, Uzbekistan*

One of the main problems of nuclear astrophysics is an estimation of the present-day abundances of light elements [1, 2]. The nuclear fusion processes with elements D, He and Li are important in the Big Bang Nucleosynthesis (BBN) models. However, a large part of present-day observed Li, Be and B abundances are due-to contribution of galactic cosmic-ray spallation processes [3]. It is established that less than half of the present-day ${}^7\text{Li}$ abundance in the Solar system was produced during the BBN processes, and a large part was synthesized in Stars [4]. At the same time, the present-day observed abundance of the ${}^6\text{Li}$ element is almost exclusively produced by cosmic-ray spallation processes of heavy nuclei [5]. The Spite-plateau for the ${}^7\text{Li}$ primordial abundance, observed in old metal-poor halo Stars does not exist for the ${}^6\text{Li}$ element abundance [6, 7]. The main source of the primordial ${}^6\text{Li}$ abundance in the BBN is believed to be a nuclear direct capture reaction $d(\alpha,\gamma){}^6\text{Li}$, while the reactions ${}^6\text{Li}(p,\alpha){}^3\text{He}$ and ${}^6\text{Li}(p,\gamma){}^7\text{Be}$ are the most destruction channels [8, 9]. A precise experimental results for the astrophysical S factor, reaction rates of the $d(\alpha,\gamma){}^6\text{Li}$ direct capture process and the primordial abundance of the ${}^6\text{Li}$ element obtained by the LUNA collaboration in an underground facility [10, 11] recently have been accurately described within the three-body model [12,13]. The theoretical model reproduced not only the absolute values but also the energy dependence of the astrophysical S factor and the temperature dependence of the reaction rates due-to correct treatment of the isospin-mixing of about 0.5% in the final state. However, the primordial abundance of the ${}^7\text{Li}$ element is still a big challenge for all the nuclear astrophysics community around the world, since the astronomically observed abundance of this element is about 3 times less than the present-day BBN estimate.

Thus, the ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$ isotopic ratio is important to specify the lithium production mechanisms either via cosmic-ray spallation processes [14] or via stellar evolution [15], which modify the primordial ${}^7\text{Li}$ abundance. For this purpose, an accurate estimation of the astrophysical S factor of the ${}^6\text{Li}(p,\gamma){}^7\text{Be}$ direct capture process is necessary. The cross section of this process influences many astrophysical scenarios, including BBN and stellar evolution.

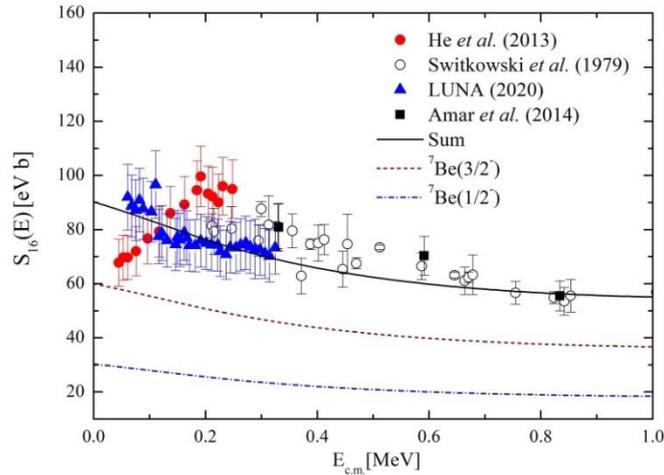


Figure 1. Astrophysical S factor of the radiative direct capture ${}^6\text{Li}(p,\gamma){}^7\text{Be}$ reaction, calculated with the modification potential in comparison with the available experimental data.

The aim of present work is a detailed study of the ${}^6\text{Li}(p,\gamma){}^7\text{Be}$ astrophysical direct capture reaction at low energies within a single-channel potential model where a channel spin is fixed by $S=1/2$. Potential cluster models can simultaneously describe the properties of bound states and scattering data [7, 16]. They can reproduce phase shifts, binding energy, and an ANC. The importance of knowledge of ANC in astrophysical processes was shown in particular in Refs.[12,13]. A realistic potential model is constructed based on the results of the ANC study of Ref.[17] and the potential models of Refs.[16,18].

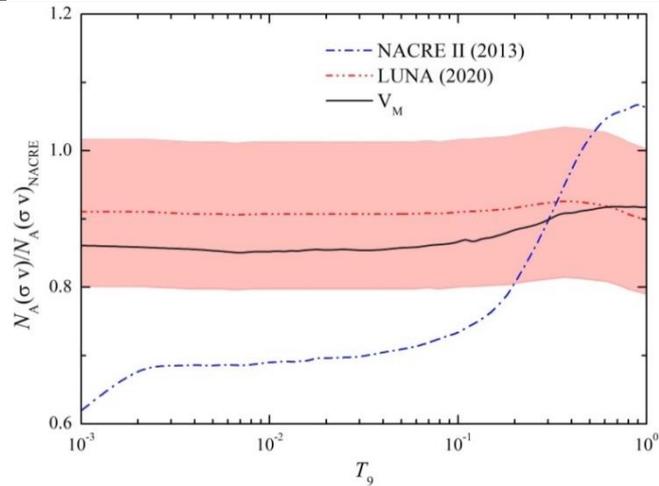


Figure 2. Comparison of the calculated reaction rates in present potential model for the direct ${}^6\text{Li}(p,\gamma){}^7\text{Be}$ capture process.

The astrophysical S factor and reaction rates of the direct capture process ${}^6\text{Li}(p,\gamma){}^7\text{Be}$ are estimated within a two-body single-channel potential model approach. Central potentials of the Gaussian-form in the ${}^2\text{P}_{3/2}$ and ${}^2\text{P}_{1/2}$ waves are adjusted to reproduce the binding energies and the empirical values of the asymptotic normalization coefficients (ANC) for the ${}^7\text{Be}(3/2^-)$ ground and ${}^7\text{Be}(1/2^-)$ excited bound states, respectively. The parameters of the potential in the most important ${}^2\text{S}_{1/2}$ scattering channel were fitted to reproduce the empirical phase shifts from the literature and the low-energy astrophysical S factor of the LUNA collaboration. The obtained results for the astrophysical S factor and the reaction rates are in a very good agreement with available experimental data sets. The numerical estimates reproduce not only the absolute values, but also the energy and temperature dependence of the S factor and reaction rates of the LUNA collaboration, respectively. The estimated ${}^7\text{Li}/\text{H}$ primordial abundance ratio $(4.67 \pm 0.04) \times 10^{-10}$ is well consistent with recent BBN result of $(4.72 \pm 0.72) \times 10^{-10}$ after the Planck observation.

References

- [1.] M. Lopez-Corredoira, *Fundamental Ideas in Cosmology*, 2053-2563 (IOP Publishing, 2022).
- [2.] E. Grohs and G.M. Fuller, arXiv e-prints, arXiv:2301.12299 (2023).
- [3.] C.E. Rolfs and W.S. Rodney, *Cauldrons in the cosmos: nuclear astrophysics* (1988).
- [4.] B.D. Fields *et al.*, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **2020**, 010 (2020).
- [5.] D. Clayton, *Handbook of Isotopes in the Cosmos: Hydrogen to Gallium*, Cambridge Planetary Science (Cambridge University Press, 2003).
- [6.] F. Spite and M. Spite, *Astron. Astrophys.* **115**, 357 (1982).
- [7.] A. Gnech and L. E. Marcucci, *Nucl. Phys. A* **987**, 1 (2019).
- [8.] D.N. Schramm and R.V. Wagoner, *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **27**, 37 (1977).
- [9.] K.M. Nollett, M. Lemoine, and D.N. Schramm, *Phys. Rev. C* **56**, 1144 (1997).
- [10.] LUNA Collaboration (M. Anders *et al.*), *Phys. Rev. Lett.* **113**, 042501 (2014).
- [11.] LUNA Collaboration (D. Trezzi *et al.*), *Astroparticle Physics*, **89**, 57 (2017).
- [12.] D. Baye and E.M. Tursunov, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics* **45**, 085102 (2018).
- [13.] E.M. Tursunov, S.A. Turakulov, A.S. Kadyrov, and I. Bray, *Phys. Rev. C* **98**, 055803 (2018).
- [14.] E. Vangioni-Flam, M. Casse, and J. Audouze, *Physics Reports* **333-334**, 365 (2000).
- [15.] I.-J. Sackmann and A.I. Boothroyd, *The Astrophysical Journal* **510**, 217 (1999).
- [16.] S.B. Dubovichenko *et al.*, *Phys. Rev. C* **105**, 065806 (2022).
- [17.] G.G. Kiss *et al.*, *Phys. Rev. C* **104**, 015807 (2021).
- [18.] S.B. Dubovichenko *et al.*, *Physics of Atomic Nuclei* **74**, 984 (2011).

SPECIAL PROPERTIES OF THE ENERGY SPECTRUM OF THE ${}^9\text{Be}$ NUCLEUS IN A $2\alpha+n$ CLUSTER MODEL

E. M. Tursunov^{1,2}, M. Saidov¹

¹Institute of Nuclear Physics, Uzbekistan Academy of Sciences, 100214 Tashkent, Uzbekistan,

²National University of Uzbekistan, 100174 Tashkent, Uzbekistan

Abstract

The aim of present work is to study special properties of the ${}^9\text{Be}$ energy spectrum associated with removal of Pauli forbidden states within the $2\alpha+n$ cluster model. A deep $\alpha\alpha$ -potential of BFW will be employed which has two Pauli forbidden states in the S wave and a single forbidden state in the D wave. For the αN -interaction we use the Kukulín et al. potential including a central and spin-orbit terms with forbidden state in the S -wave. A variational method on Gaussian basis is employed. For the elimination of the three-body Pauli forbidden states we use the method of orthogonalizing pseudopotentials (OPP) and the direct orthogonalization method. As a possible origin of non-analytical behavior of the ${}^9\text{Be}$ spectrum, consequences of the quantum phase transition (QPT) will be discussed.

Key words: ${}^9\text{Be}$ nucleus energy spectrum, cluster model, Pauli forbidden states.

Structure of light nuclei which consist of alpha clusters ${}^8\text{Be}$, ${}^{12}\text{C}$, ${}^{16}\text{O}$ present a special interest. The nucleus ${}^9\text{Be}$ is also expected to be described well within the $2\alpha+n$ cluster model. The most important aspect of the model is associated with removal of Pauli forbidden states from the three-body functional space. A deep $\alpha\alpha$ -potential of BFW [1] describes the properties of the alpha-alpha scattering with a high quality. It has two Pauli forbidden states in the S wave and a single forbidden state in the D wave. For the αN -interaction the Kukulín et al. potential [2] can be used, including a central and spin-orbit terms with forbidden state in the S -wave. A variational method on Gaussian basis is a high accuracy tool for describing bound state properties of quantum many-body systems. For the elimination of the three-body Pauli forbidden states a method of orthogonalizing pseudopotentials (OPP) [3] and the direct orthogonalization method [4] can be employed.

Table 1. The energy spectrum of the ${}^9\text{Be}$ nucleus with $(J^\pi, T) = (\frac{3}{2}^-, \frac{1}{2})$ in dependence with the projecting constant λ in the OPP method

λ (MeV)	0	50	100	200	500	1000	2000	3000	4000
E_1 (MeV)	-92.032	-2.734	-2.4561	-2.1909	-1.649	-0.979	-0.0796	0.379	0.382
E_2 (MeV)	-72.471	0.3817	0.3818	0.3819	0.38206	0.382	0.3828	0.494	0.877
E_3 (MeV)	-71.240	1.6183	1.62535	1.6312	1.6391	1.646	1.6542	1.659	1.663

In Table 1 a dependence of the energy spectrum of the ${}^9\text{Be}$ nucleus with $(J^\pi, T) = (\frac{3}{2}^-, \frac{1}{2})$ on the values of the projecting constant λ is given. As can be seen from table, the lowest state energy increases without convergence and a binding is lost when passing from $\lambda=2000$ MeV to $\lambda=3000$ MeV. As a result, the second state becomes the lowest one, while the ground state was lost. The situation is very close to the case of the ${}^{12}\text{C}$ bound state properties within the 3α model with forbidden states [5].

For the clarification of the situation, the direct orthogonalization method from Ref. [4] was employed. The direct orthogonalization method is based on the separation of the complete Hilbert functional space into two parts. The first subspace L_Q , which we call allowed subspace, is defined by the kernel of the complete three-body projector \hat{P} . The rest subspace L_P contains three-body states forbidden by the Pauli principle. After the separation of the complete Hilbert functional space of three-body states into the L_Q and L_P subspaces, at next step we solve the three-body Schrödinger equation in L_Q .

As in the case of the ${}^{12}\text{C}$ ground state, for the ${}^9\text{Be}$ nucleus there is a special eigen-state of the three-body projector with the corresponding eigen-value of $\varepsilon=3.73171\text{E-}3$. If we include this special eigen-state of

the projector into the $2\alpha+n$ functional space for the $(J^\pi, T) = (\frac{3^-}{2}, \frac{1}{2})$ states, then the lowest state energy is about -2.002 MeV, while it is 0.380 MeV, if we exclude this special eigen state. But the experimental ground state energy is -1.574 MeV.

Thus, we found that there exist a special eigen state of the three-body projector \hat{P} , which plays a decisive role for the $(J^\pi, T) = (\frac{3^-}{2}, \frac{1}{2})$ energy spectrum of the ${}^9\text{Be}$ nucleus. A possible origin of non-analytical behavior of the ${}^9\text{Be}$ spectrum could be a quantum phase transition (QPT), in full analogy with the ${}^{12}\text{C}$ nucleus [5] structure studies within the 3α cluster model.

The excited states energy values of the ${}^9\text{Be}$ nucleus with $(J^\pi, T) = (\frac{1^+}{2}, \frac{1}{2})$ and $(J^\pi, T) = (\frac{5^-}{2}, \frac{1}{2})$ are well described and we have a good convergent results with respect to the projecting constant λ in the OPP method. We have obtained the estimates $E(1/2^+) = 0.30$ MeV and $E(5/2^-) = 0.36$ MeV in comparison with the experimental energy values of 0.11 MeV and 0.86 MeV, respectively. These results mean that one needs small three-body forces for the exact reproduction of the energy values of the excited states.

References

1. B. Buck, H. Friedrich, and C. Wheatley, Nucl. Phys.A **275**, 246 (1977)
2. V.T. Voronchev, V.I. Kukulín et.al Phys. At. Nucl. **57**, 1890 (1994)
3. E. M. Tursunov, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **27**, 1381 (2001).
4. H. Matsumura, M. Orabi, Y. Suzuki, and Y. Fujiwara, Nucl. Phys. A **776**, 1 (2006).
5. E.M. Tursunov and I.Mazumdar, Phys. At. Nucl. **85**, 160 (2021).

STELLAR WEAK RATES AND NUCLEAR STRUCTURE PROPERTIES OF NEUTRON-RICH IRON ISOTOPES

Jameel-Un Nabi¹, Mahmut Boyukata², Asim Ullah³, Muhammad Riaz⁴

¹University of Wah, Quaid Avenue, Wah Cantt 47040, Punjab, Pakistan. Email: jnabi00@gmail.com
(corresponding author)

²Physics Department, Science and Arts Faculty, Kirikkale University, 71450, Kirikkale, Turkey.

³University of Swabi, Khyber Pakhtunkhwa, Swabi.

⁴Department of Physics, University of Jhang, Jhang, Punjab, Pakistan.

Abstract

Weak interaction rates on neutron-rich nuclei are needed for the modelling and simulation of presupernova evolution of massive stars. Accurate determination of nuclear structure is a pre-requisite for reliable estimation of weak rates in stellar matter. Nuclear structure properties and weak interaction rates of neutron-rich even-even iron (Fe) isotopes ($A = 50 - 70$) are investigated using the Interacting Boson Model-1 (IBM-1) and the proton-neutron Quasiparticle Random Phase Approximation (pn-QRPA) model, respectively. In the current study, we investigate the probable effects of nuclear deformation on stellar rates of even-even Fe isotopes. It is noted that, in general, bigger deformation values led to smaller total strength and larger centroid values of the resulting Gamow-Teller strength distributions. This later translated to smaller computed weak interaction rates. The current finding warrants further investigation, with a bigger pool of nuclei, before it may be generalized.

Key words: Gamow-Teller (GT) Strength, pn-QRPA model, IBM-1 model, Nuclear structure, Nuclear deformation, Weak interaction rates

1. Introduction

Nuclear weak processes, moderated by the weak interaction, show an important role in nucleosynthesis and presupernova evolutionary phases of massive stars [1, 2]. The weak interaction process plays a significant role in different phases of presupernova evolution and production of nuclei in the core of massive stars. After silicon burning phase, the stellar core comprises mainly of Fe-peak nuclei. Once the mass of Fe-core exceeds the Chandrasekhar mass limit ($\sim 1.5 M_{\odot}$), the collapse of the core becomes eminent. The dynamics of core-collapse derives from materialistic changes in the entropy and lepton-to-baryon fraction (Y_e) of the core [3]. These important quantities are determined by the weak interaction rates. The electron capture (ec) and beta-decay (bd) rates effect the dynamics of core-collapse. The ec rates control the fraction of lepton-to-baryon (Y_e), and also reduce the pressure of electron degeneracy. The bd rates counter this effect. Moreover, the ec and bd are responsible for production of neutrinos and antineutrinos, respectively. The (anti)neutrinos escape away from the core for densities $\rho Y_e \leq 10^{11} \text{ g cm}^{-3}$, carrying along energy and entropy. The energy carried away by (anti)neutrinos play a crucial role in stellar evolutionary phases and provide useful information about the in-fall phase, generation and propagation of shock wave and cooling phase of stellar core [1-4].

Reliable estimation of stellar weak rates requires microscopic calculation of ground and excited states Gamow-Teller (GT) transitions [2, 5-7]. The proton-neutron quasiparticle random phase approximation (pn-QRPA) model with a separable multi-shell interaction on top of axially symmetric-deformed mean-field calculation [8] is well-suited to solve this challenging problem. The bargain of introducing a schematic potential results in access to a large model space (up to 7 major oscillator shells) and orders of magnitude savings in computational time. The former quality of the model makes it possible to microscopically calculate GT strength functions and associated weak rates for any arbitrarily heavy nucleus present in the stellar core. The latter property of huge savings in CPU time is possible because diagonalization of matrix problem is transformed to solution of algebraic equation of fourth order. This in turn is possible because of using a separable potential in our Hamiltonian (for more details please see Ref. [8]). An additional advantage of using the pn-QRPA model is that it does not assume the Brink-Axel hypothesis [9, 10] as employed in most of the weak rate calculations. This hypothesis assumes that excited state GT strength functions are identical to the ground-state GT function, displaced only by the excitation energy. The pn-QRPA model, because of access to a large model space, can calculate ground- and excited-state GT strength functions. This in turn leads to a fully microscopic calculation of weak rates in stellar matter. The model was used to calculate stellar weak rates of hundreds of nuclei in the sd-, fp- and fpg-shell by Nabi and Klapdor-Kleingrothaus [5-7].

Weak rates on iron isotopes play a crucial role in different phases of pre-supernova evolution of massive stars. Nuclei far away from line of stability contribute significantly to weak rates. In addition, weak rates of neutron-

rich nuclei are important to reproduce the observed r -process abundance curve (e.g. [11,12]). According to previous simulations of presupernova evolution of massive stars [13, 14], weak rates on Fe isotopes play a crucial role during post-silicon burning phases. A more recent study for search of key weak interacting nuclei during presupernova evolution [15] also contained iron isotopes in the list of the top 50 nuclei. Nabi and collaborators thoroughly investigated nuclear structure properties of key iron isotopes in the past using the pn-QRPA model [16-20].

In this work, we focused on calculating the nuclear structure properties and stellar weak rates of even-even isotopes of Fe with mass ranging from $A=50$ to 70 . The IBM-1 model was used to calculate primarily the nuclear deformation values (β) but also other nuclear structure properties of Fe isotopes. In addition, we used the measured values of β , wherever available [21, 22]. A third set of β values were adopted from the finite-range droplet model (FRDM) [23]. Later the pn-QRPA model was used to calculate the weak rates of Fe isotopes as a function of β values.

2. Model Formalism

As stated above, the β values were determined using the IBM-1 model whereas stellar rates were calculated using the fully microscopic pn-QRPA model. In this section, we briefly describe the theoretical framework used in this project.

2.1 Interacting Boson Model-1 (IBM-1)

Arima and Lachello [24] developed the interacting boson model (IBM) that successfully determines the collective properties of medium and heavy mass nuclei. The necessary components of the IBM are the s and the d bosons with angular momenta zero and two, respectively. The simplest version of the model, known as IBM-1, makes no distinction between proton and neutron bosons. The Hamiltonian used for present study was chosen as,

$$\hat{H} = \epsilon_d \hat{n}_d + a_0 \hat{P}_+ \cdot \hat{P}_- + a_1 \hat{Q} \cdot \hat{Q} + a_2 \hat{L} \cdot \hat{L}, \quad (1)$$

where, \hat{n}_d represents the boson number operator, \hat{P} and \hat{L} show, the pairing and angular momentum operators respectively. The \hat{Q} denotes the quadrupole operator. The constants of Hamiltonian (ϵ_d , a_0 , a_1 , a_2) were treated as free parameters and determined using the recent experimental data published in National Nuclear Data Center (NNDC) [22]. The Hamiltonian in Eq. (1) was used to calculate the energy levels and reduced electric quadrupole transitions of Fe isotopes. The latter quantity was used to compute β values using:

$$\beta = \left(\frac{4\pi}{3ZR_0^2} \right) \left[\frac{B(E2)\uparrow}{e^2} \right]^{1/2}, \quad (2)$$

where, $B(E2)\uparrow$ represents the reduced electrical quadrupole transitions rates from ground to 1st excited state [$B(E2: 0_1^+ \rightarrow 2_1^+)$]. The R_0 is the nuclear radius, and the remaining symbols have their usual meanings.

The $B(E2)\uparrow$ may be calculated from the $B(E2)\downarrow$ values as follows:

$$B(E2)\uparrow = \left(\frac{2j_f + 1}{2j_i + 1} \right) B(E2)\downarrow, \quad (3)$$

where, $B(E2)\downarrow$ is the transition from 1st excited to the ground state [$B(E2: 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$]. For details of the IBM-1 model and definition of the operators, we refer to [25].

2.2 The pn-QRPA Model:

The pn-QRPA model Hamiltonian was used to determine the GT strength distributions and stellar weak interaction rates of selected Fe isotopes. The Hamiltonian was written as:

$$H^{QRPA} = H^{SP} + V^{pair} + V_{GT}^{ph} + V_{GT}^{pp}, \quad (4)$$

where, H^{SP} stands for single particle Hamiltonian. The residual Hamiltonian consists of the pairing (V^{pair}) and GT (V_{GT}^{ph} , V_{GT}^{pp}) forces. The GT forces were considered both in particle-hole (ph) and particle-particle (pp) channels. The Nilsson model [26] was used to determine the single particles energies and wavefunctions. The pp and ph GT forces were characterized by interaction strength parameters (κ and χ), respectively [27]. The oscillator constant was calculated using $\hbar\omega = 45A^{-1/3} - 25A^{-2/3}$ MeV for both protons and neutrons [28]. The potential parameter of the Nilsson model was adopted from Ref. [29]. Q-values were taken from recent mass completion from Ref. [30]. The pairing gaps between like nucleons were computed using:

$$\Delta_{pp} = \frac{1}{4} (-1)^{Z+1} [S_p(Z+1, A+1) - 2S_p(Z, A) + S_p(Z-1, A-1)] \quad (5)$$

$$\Delta_{nn} = \frac{1}{4} (-1)^{A-Z+1} [S_n(Z, A+1) - 2S_n(Z, A) + S_n(Z, A-1)], \quad (6)$$

where S_n and S_p are the separation energies for neutron and proton, respectively. For detailed solution of Hamiltonian, we refer to [25].

The weak interaction rate from parent state n to daughter state m is given by:

$$\lambda_{nm} = \ln 2 \frac{\varphi_{nm}(T, \rho, E_f)}{(ft)_{nm}}, \quad (7)$$

where φ are the phase space integrals over total energy and ft values are related with the reduced transition probabilities of the GT and Fermi transitions. The total weak interaction rates were calculated by using following relation:

$$\lambda^{ec/bd/pc/pd} = \sum_{nm} P_i \lambda_{nm}^{ec/bd/pc/pd} \quad (8)$$

The summation was applied to both parent and daughter states until suitable convergence in rate calculations were achieved. Due to space considerations, details of the formalism are not presented and may be seen from [6, 7].

3. Results and Discussion:

The deformation parameters (β) and associated structure of $^{50-70}\text{Fe}$ isotopes were investigated in this study. Three different values of β were determined using IBM-1 formalism, FRDM [23]

Table 1. Deformation parameters used in the current investigation. Model dependent (FRDM [23] and IBM-1) values of β computed using potential energy formalism. Measured $B(E2) \uparrow$ values were taken from [22] and used to calculate the $\beta_{(\text{exp})}$ values.

Nuclei	β_{FRDM}	$\beta_{\text{IBM-1}}$	β_{Exp}
^{50}Fe	0.194	-0.189	0.311
^{52}Fe	0.118	0.000	0.229
^{54}Fe	0.000	--	0.198
^{56}Fe	0.117	0.000	0.250
^{58}Fe	0.173	0.000	0.262
^{60}Fe	0.185	0.000	0.225
^{62}Fe	0.152	0.000	0.229
^{64}Fe	-0.084	0.000	--
^{66}Fe	0.000	0.000	--
^{68}Fe	0.000	0.469	--
^{70}Fe	0.128	0.555	--

and measured $B(E2)$ values taken from the Evaluated Nuclear Structure Data File (ENSDF) of NNDC [20, 21]. Table 1 shows the determined values of nuclear deformations β_{FRDM} , $\beta_{\text{IBM-1}}$ and β_{Exp} . The IBM-1 could not compute β of ^{54}Fe as its number of neutron bosons was zero. It is further noted that no measurement of $B(E2)$ was available for $^{64-70}\text{Fe}$. A wide spectrum of determined β values can be noted from Table 1. This wide range of nuclear deformation values made it possible to study its effect on calculated stellar rates which we discuss below.

To explore the impact of different β values on calculated stellar weak rates, we employed the pn-QRPA model and computed four different weak rates, namely β -decay (bd), positron decay (pd), electron capture (ec) and positron capture (pc), for $^{50-70}\text{Fe}$ isotopes. In Table 2 we present only the dominant decay mode of each iron isotope for space considerations. A complete set of all four weak rates, on a detailed temperature-density grid, may be requested from the corresponding author as ASCII files.

Table 2. Positron decay rates of $^{50,52}\text{Fe}$ (upper panel) and electron capture rates (lower panel) on $^{54-58}\text{Fe}$ calculated as a function of deformation values (β_{FRDM} , β_{Exp} & $\beta_{\text{IBM-1}}$). The units of T_9 , ρY_e and λ are GK, g/cm^3 and s^{-1} , respectively, for selected values of core temperature and density. The exponents are shown in parenthesis.

Positron Decay (pd) rates $\lambda_{(pd)}$										
Nuclei	T_9	$\rho Y_e = 10^4$			$\rho Y_e = 10^8$			$\rho Y_e = 10^{10}$		
		λ_{FRDM}	λ_{Exp}	$\lambda_{\text{IBM-1}}$	λ_{FRDM}	λ_{Exp}	$\lambda_{\text{IBM-1}}$	λ_{FRDM}	λ_{Exp}	$\lambda_{\text{IBM-1}}$
^{50}Fe	2	5.40(-02)	-1.00(-02)	1.78(-01)	5.40(-02)	-1.00(-02)	1.78(-01)	5.40(-02)	-1.00(-02)	1.78(-01)
	15	6.72(-01)	6.74(-01)	7.06(-01)	6.82(-01)	6.84(-01)	7.16(-01)	6.94(-01)	6.96(-01)	7.29(-01)
	20	8.76(-01)	9.19(-01)	8.76(-01)	8.83(-01)	9.26(-01)	8.83(-01)	9.10(-01)	9.52(-01)	9.10(-01)
^{52}Fe	2	-3.86(+00)	-4.16(+00)	-3.49E(00)	-3.86(+00)	-4.16(+00)	-3.49(+00)	-3.86(+00)	-4.16(+00)	-3.49(+00)
	15	-8.07(-01)	-8.82(-01)	-6.00(-01)	-7.88(-01)	-8.62(-01)	-5.83(-01)	-7.64(-01)	-8.37(-01)	-5.62(-01)

	20	-4.89(-01)	-5.57(-01)	-1.47(-01)	-4.76(-01)	-5.43(-01)	-1.34(-01)	-4.27(-01)	-4.90(-01)	-8.70(-02)
Electron Capture (ec) rates $\lambda_{(ec)}$										
⁵⁴ Fe	2	-8.06(+00)	-8.07(+00)	--	-2.69(+00)	-2.86(+00)	--	2.57(+00)	2.43(+00)	--
	15	1.12(-01)	-2.14(-01)	--	3.75(-01)	5.20(-02)	--	2.98(+00)	2.76(+00)	--
	20	1.07(+00)	6.61(-01)	--	1.19(+00)	7.77(-01)	--	3.26(+00)	2.94(+00)	--
⁵⁶ Fe	2	-1.53(+01)	-1.50(+01)	-1.63(+01)	-9.64(+00)	-9.15(+00)	-1.27(+01)	1.91(+00)	1.90(+00)	1.93(+00)
	15	-7.41(-01)	-7.50(-01)	-6.15(-01)	-4.71(-01)	-4.80(-01)	-3.46(-01)	2.47(+00)	2.43(+00)	2.54(+00)
	20	3.08(-01)	2.79(-01)	4.66(-01)	4.25(-01)	3.96(-01)	5.83(-01)	2.71(+00)	2.67(+00)	2.84(+00)
⁵⁸ Fe	2	-2.04(+01)	-2.04(+01)	-2.05(+01)	-1.44(+01)	-1.44(+01)	-1.45(+01)	1.64(+00)	1.62(+00)	1.72(+00)
	15	-1.07(+00)	-1.09(+00)	-1.07(+00)	-7.98(-01)	-8.16(-01)	-7.97(-01)	2.28(+00)	2.26(+00)	2.34(+00)
	20	7.40(-02)	5.70(-02)	8.90(-02)	1.92(-01)	1.75(-01)	2.07(-01)	2.54(+00)	2.52(+00)	2.58(+00)

Table 2 shows the dominant pd rates of ⁵²⁻⁵⁴Fe (upper panel) and ec rates (lower panel) of ⁵⁶⁻⁵⁸Fe for selected density ($\rho Y_e = 10^4, 10^8$ and 10^{10} g/cm⁻³) and temperature T_9 (2, 15 and 20 GK) values of the stellar core. Table 3 depicts the dominant β -decay mode of ⁶⁰⁻⁷⁰Fe isotopes under the same physical conditions, again as a function of the nuclear deformation values. The ec and pd rates decrease at high densities because of increase in Fermi energies. The trend reverses for the calculated bd rates because the available phase space reduces by orders of magnitude. However, all calculated rates increase as the temperature of the stellar core rises as more partial rates contribute to the summation in Eq. 8. The dashes seen in Tables (2-3) imply that the corresponding β value needed for calculation of stellar rates was missing. The reasons for missing nuclear deformation values were already explained above. It is noted from Tables (2-3) that, in general, stellar rates calculated using smaller β values are enhanced (by a few factors) than the rates computed with bigger magnitudes of nuclear deformation parameter. It was noted that smaller β values led to lower placement of GT centroid and/or bigger total GT strength values. A detailed analysis of GT strength distributions could not be presented here due to space considerations and would be presented elsewhere.

Table 3. Beta-decay rates of ⁶⁰⁻⁷⁰Fe calculated as a function of deformation values ($\beta_{FRDM}, \beta_{Exp}$ & β_{IBM-1}). The units of $T_9, \rho Y_e$ and λ are GK, g/cm³ and s⁻¹, respectively for selected values of core temperature and density. The exponents are shown in parenthesis.

Beta Decay (bd) rates $\lambda_{(bd)}$										
Nuclci	T_9	$\rho Y_e = 10^4$			$\rho Y_e = 10^8$			$\rho Y_e = 10^{10}$		
		λ_{FRDM}	λ_{Exp}	λ_{IBM-1}	λ_{FRDM}	λ_{Exp}	λ_{IBM-1}	λ_{FRDM}	λ_{Exp}	λ_{IBM-1}
⁶⁰ Fe	2	-6.87(+00)	-6.60(+00)	-8.29(+00)	-9.87(+00)	-9.74(+00)	-8.81(+00)	-2.85(+01)	-2.88(+01)	-2.86(+01)
	15	-1.04(+00)	-1.10(+00)	-1.05(+00)	-1.08(+00)	-1.15(+00)	-1.11(+00)	-3.44(+00)	-3.50(+00)	-3.70(+00)
	20	-8.43(-01)	-8.96(-01)	-8.57(-01)	-8.66(-01)	-9.19(-01)	-8.86(-01)	-2.52(+00)	-2.58(+00)	-2.72(+00)
⁶² Fe	2	-2.47(+00)	-2.52(+00)	-2.12(+00)	-3.81(+00)	-4.10(+00)	-3.78(+00)	-2.21(+01)	-2.30(+01)	-2.21(+01)
	15	-1.12(-01)	-2.44(-01)	4.00(-03)	-1.41(-01)	-2.74(-01)	-3.00(-02)	-2.02(+00)	-2.33(+00)	-2.18(+00)
	20	6.10(-02)	-5.90(-02)	2.32(-01)	4.50(-02)	-7.60(-02)	2.13(-01)	-1.28(+00)	-1.54(+00)	-1.32(+00)
⁶⁴ Fe	2	-4.52(-01)	--	-3.39(-01)	-7.62(-01)	--	-6.19(-01)	-1.67(+01)	--	-1.62(+01)
	15	3.64(-01)	--	6.80(-01)	3.39(-01)	--	6.56(-01)	-1.52(+00)	--	-1.13(+00)
	20	4.16(-01)	--	8.49(-01)	4.01(-01)	--	8.35(-01)	-9.39(-01)	--	-4.58(-01)
⁶⁶ Fe	2	4.18(-01)	--	4.18(-01)	2.72(-01)	--	2.72(-01)	-1.26(+01)	--	-1.26(+01)
	15	1.13(+00)	--	1.13(+00)	1.11(+00)	--	1.11(+00)	-1.50(-01)	--	-1.50(-01)
	20	1.38(+00)	--	1.38(+00)	1.37(+00)	--	1.37(+00)	4.30(-01)	--	4.30(-01)
⁶⁸ Fe	2	7.18(-01)	--	5.20(-01)	6.08(-01)	--	3.83(-01)	-1.01(+01)	--	-1.03(+01)
	15	1.43(+00)	--	8.85(-01)	1.41(+00)	--	8.63(-01)	3.15(-01)	--	-5.60(-01)
	20	1.70(+00)	--	9.77(-01)	1.70(+00)	--	9.65(-01)	8.57(-01)	--	-1.07(-01)
⁷⁰ Fe	2	1.17(+00)	--	1.01(+00)	1.10(+00)	--	9.24(-01)	-6.01(+00)	--	-8.02(+00)
	15	1.40(+00)	--	1.34(+00)	1.38(+00)	--	1.32(+00)	9.20(-02)	--	7.10(-02)
	20	1.45(+00)	--	1.42(+00)	1.44(+00)	--	1.41(+00)	4.55(-01)	--	4.51(-01)

4. Summary and Conclusions:

We investigated the effects of nuclear deformation on calculated stellar weak rates of even-even *Fe* isotopes in the mass range $A=50-70$ bearing astrophysical significance. The IBM-1 was used to compute $B(E2)$ and β values of selected nuclei. Later, we performed a microscopic calculation of stellar weak rates of *Fe* nuclei as a function of nuclear deformation parameter. It was concluded that smaller β values led to enhanced weak rates and vice versa. It was further stated that a bigger pool of nuclei is needed before the conclusion may be generalized.

Acknowledgment

J.-U. Nabi would like to acknowledge the support of the Higher Education Commission Pakistan through project 20-15394/NRPU/R&D/HEC/2021.

References

- [1.] H. A. Bethe, Supernova Mechanisms. *Rev. Mod. Phys.* **62**, 801 (1990).
- [2.] K. Langanke and G. Martínez-Pinedo, Nuclear weak-interaction processes in stars. *Rev. Mod. Phys.* **75(3)**, 819 (2003).
- [3.] H. A. Bethe, et al., Equation of state in the gravitational collapse of stars. *Nucl. Phys. A.* **324(2-3)**, 487-533 (1979).
- [4.] H. T. Janka, et al., Theory of core-collapse supernovae. *Phys. Rep.* **442(1-6)**, 38-74 (2007).
- [5.] J.-U. Nabi and H. V. Klapdor-Kleingrothaus, Microscopic Calculations of Weak Interaction Rates in Stellar Environment for $A=18$ to 100. *Eur. Phys. J. A.* **5**, 337-339 (1999).
- [6.] J.-U. Nabi and H. V. Klapdor-Kleingrothaus, Weak Interaction Rates of sd-Shell Nuclei in Stellar Environment Calculated in the Proton-Neutron Quasiparticle Random-Phase Approximation. *At. Data. Nucl. Data. Tables.* **71**, 149-345 (1999).
- [7.] J.-U. Nabi and H. V. Klapdor-Kleingrothaus, Microscopic Calculations of Stellar Weak Interaction Rates and Energy Losses for fp- and fpg-shell nuclei. *At. Data. Nucl. Data. Tables.* **88 (2)**, 237-476 (2004).
- [8.] K. Muto, et al., Proton-neutron quasiparticle RPA with separable Gamow-Teller forces. *Z. Phys. A. Hadrons and Nuclei.* **341**, 407-415 (1992).
- [9.] D. M. Brink, Some aspects of the interaction of light with matter. D. Phil Thesis (Unpublished). Oxford University UK. (1955).
- [10.] P. Axel, Electric Dipole Ground-State transitions width strength function and 7-MeV photon interactions. *Phys. Rev.* **83**, 126-671 (1962).
- [11.] S Wanajo, et al. The r-process in supernovae: Impact of new microscopic mass formulae. *Astrophys. J.* **606**, 1057-1069 (2004).
- [12.] J. J. Cowan and J.-K. Thielemann, R-Process Nucleosynthesis in Supernovae. *Phys. Today.* **57(10)**, 47-53 (2004).
- [13.] M. B. Aufderheide, et al., Search for Important Weak Interaction Nuclei in Presupernova Evolution. *Astrophys. J.* **91**, 389-417 (1994).
- [14.] A. Heger, et al, Presupernova evolution with improved rates for weak interactions. *Astrophys. J.* **560(1)**, 307 (2001).
- [15.] J.-U. Nabi, et al. Energy rates due to Fe isotopes during presupernova evolution of massive stars. *New. Astron.* **105**, 102114 (2024).
- [16.] J.-U. Nabi and A. Tawfik, Nuclear inputs of key iron isotopes for core-collapse modeling and simulation. *Phys. Scripta.* **89**, 084005 (2014).
- [17.] J.-U. Nabi, Neutrino and anti-neutrino energy loss rates due to iron isotopes suitable for core-collapse simulations. *Rom. J. Phys.* **57**, 1211-1221 (2012).
- [18.] J.-U. Nabi, Weak-interaction-mediated rates on iron isotopes for presupernova evolution of massive stars. *Euro. Phys. J. A.* **40**, 223-230 (2009).
- [19.] J.-U. Nabi, Ground and excited states Gamow-Teller strength distributions of iron isotopes and associated capture rates for core-collapse simulations. *Astrophys. Space Sci.* **331**, 537-554 (2011).
- [20.] J.-U. Nabi, Stellar β^\pm decay rates of iron isotopes and its implications in astrophysics. *Adv. Space Res.* **46**, 1191-1207 (2010).
- [21.] B. Pritychenko, et al, Tables of E2 transition probabilities from the first 2+ states in even-even nuclei. *At. Data. Nucl. Data Tables.* **107**, 1-139 (2016).
- [22.] National Nuclear Data Center (NNDC) (2022) <http://www.nndc.bnl.gov/>.
- [23.] P. Möller, et al., Nuclear ground-state masses and deformations: FRDM (2012). *At. Data. Nucl. Data. Tables.* **109**, 1-204 (2016).
- [24.] A. Arima, F. Lachello, Collective nuclear states as representations of a SU (6) group. *Phys. Rev. Lett.* **35**, 1069 (1975).
- [25.] J.-U. Nabi and M. Böyükata, β -Decay half-lives and nuclear structure of exotic proton-rich waiting point nuclei under rp-process conditions. *Nucl. Phys. A.* **947**, 182-202 (2016).
- [26.] S. G. Nilsson, Binding States of Individual Nucleons in Strongly Deformed Nuclei. *Mat. Fys. Medd. Dan. Vid. Selsk.* **29**, 16 (1955).

- [27.] H. Homma, et al., Systematic study of nuclear β decay. Phys. Rev. C. **54(6)**, 2972 (1996).
[28.] J. Blomqvist, A. Molinari, Collective 0^- vibrations in even spherical nuclei with tensor forces. Nucl. Phys. A. **106(3)**, 545-569 (1968).
[29.] I. Ragnarsson, R. K. Sheline. Systematics of nuclear deformations. Phys. Scripta. **29(5)**, 385 (1984).
[30.] F. G. Kondev, et al., The NUBASE2020 evaluation of nuclear physics properties. Chin. Phys. C. **45(3)**, 030001 (2021).

Физико-технический институт АН РУз

Адрес: 100084, Чингиз Айтматов 2-Б, Ташкент.
Тел: +998-71-2331271;
Факс: +998-71-2354291
E-mail: ftikans@uzsci.net,
Web: www.fti.uz

Институт Материаловедения АН РУз

Адрес: 102226, Ташкентская область,
Паркентский район, поселок «Солнце»
Тел: +998 70 722 53 00;
E-mail: info@imssolar.uz,
Web: www.imssolar.uz



Physical-Technical Institute of UzAS

Address: 100084, Chingiz Aytmatov 2-B, Tashkent.
Tel: +998-71-2331271;
Fax: +998-71-2354291
E-mail: ftikans@uzsci.net,
Web: www.fti.uz

Institute of Materials Science of UzAS

Address: 102226, Tashkent region,
Parkent district, “Sun” settlement.
Tel: +998 70 722 53 00;
E-mail: info@imssolar.uz,
Web: www.imssolar.uz