

Ж-14038

П 327618

ISSN 0453-8048

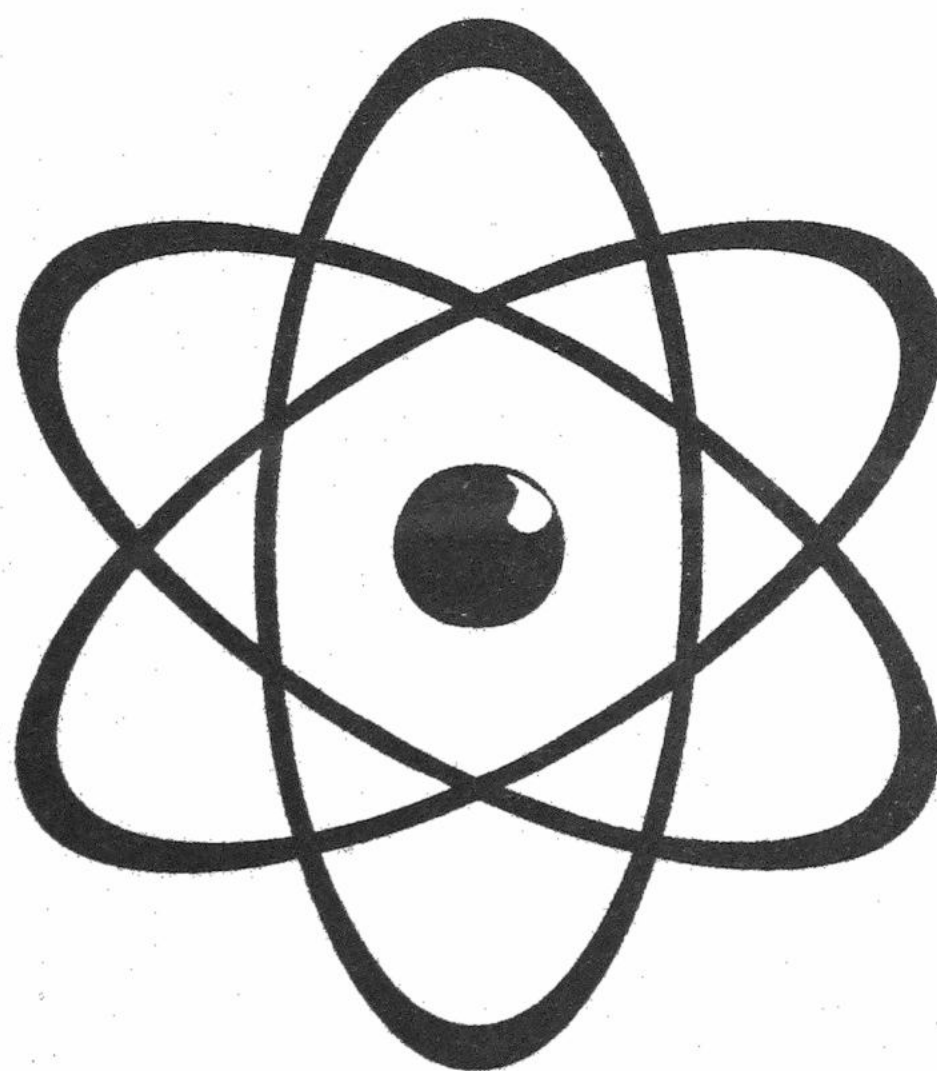
МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ ТА НАУКИ УКРАЇНИ

ВІСНИК

ХАРКІВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО
УНІВЕРСИТЕТУ

ім. В. Н. Каразіна

№ 490



2000

“Вісник Харківського національного університету” (серія фізична «Ядра, частинки, поля») є збірником наукових робіт, який містить результати досліджень з фізики елементарних частинок, ядерної фізики, фізики плазми та плазмових технологій, фізики твердого тіла та радіаційної фізики. Збірник призначений для викладачів, наукових співробітників, аспірантів та студентів, що спеціалізуються у відповідних або суміжних галузях науки. Його включено до Переліку наукових видань ВАК, в яких можуть публікуватися основні результати дисертаційних робіт. До публікації приймаються статті, написані українською, російською або англійською мовами згідно з правилами для авторів і мають позитивні рекомендації двох рецензентів, призначених редакцією. Запланована періодичність випуску збірника — 4 рази на рік.

Редакційна колегія

Головний редактор — Залюбовський І.І. — чл.-кор. НАН України, д-р ф.-м. наук, професор
Заст. головного редактора — Азаренков М.О. — д-р ф.-м. наук, професор

Члени редакційної колегії:

Адаменко І. М. — д-р ф.-м. наук, професор
Бережній Ю. А. — д-р ф.-м. наук, професор
Дуплій С. А. — д-р ф.-м. наук
Коваль А. Г. — д-р ф.-м. наук, професор
Кондратенко А. М. — д-р ф.-м. наук, професор
Лазурик В. Т. — д-р ф.-м. наук
Лапшин В. І. — д-р ф.-м. наук, професор
Нечипоренко Є. П. — д-р ф.-м. наук, професор
Пелетмінський С.В. — акад. НАН України, д-р ф.-м. наук, професор
Сорокін Д.П. — д-р ф.-м. наук
Степанов К.М. — чл.-кор. НАН України, д-р ф.-м. наук, професор
Товстяк В. В. — д-р ф.-м. наук
Толок В. Т. — чл.-кор. НАН України, д-р ф.-м. наук, професор
Шульга М. Ф. — д-р ф.-м. наук, професор

Відповідальний секретар — Кірдін А.І. — к. ф.-м. наук

Адреса редакційної колегії: 61108, Харків, пр. Курчатова, 31.
Харківський національний університет ім. В.Н. Каразіна. Фізико-технічний факультет, к. 402.
Тел. 35-25-66. E-mail: kirdin@pht.univer.kharkov.ua, kirdin@pht.kharkov.ua

Друкується за рішенням Вченої Ради Харківського національного університету ім. В.Н. Каразіна.
Протокол № 6 від 30 червня 2000 р.

Свідоцтво про державну реєстрацію КВ №4063 від 2.03.2000

ISSN 0453-8048

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ ТА НАУКИ УКРАЇНИ

ВІСНИК

ХАРКІВСЬКОГО НАЦІОНАЛЬНОГО УНІВЕРСИТЕТУ

ім. В. Н. Каразіна

№ 490

серія фізична

«Ядра, частинки, поля»

Заснований у 1998 р.

Випуск 3 /11/

Харків

2000

Зміст

А.И. Ахиезер	Замечания об итогах физической науки уходящего века	3
К.П. Устименков, І.Д. Федорець, І.І. Залюбовський, Н.С. Луцай	Механізм утворення піонів під дією протонів енергії 200 MeV на ядрі ${}^7\text{Li}$	6
И.К. Кириченко	Релятивистское описание электрорасщепления дейтрона	11
А.В. Афанасьев, В.Д. Афанасьев, В.И. Боцман, С.В. Трубников	Магнитный радиус дейтрона	19
Г.К. Хомяков	О возможности детерминистского обоснования квантовой механики	24
Н.В. Бондаренко, Н.Ф. Шульга	Эйкональное рассеяние релятивистских частиц с аномальным магнитным моментом во внешнем электростатическом поле	27
V.Yu. Korda	Hyperspherical phenomenological potential and model wavefunction of three-nucleon-nuclei	31
A.I. Kalinichenko, G.F. Popov	Thermoacoustic dosimetry of pulsed electron and bremsstrahlung beams by thin targets	34
В.Ф. Клепиков	Бесконечнопараметрические симметрии и квантование в двумерных системах	41
В.Ф. Алексин, В.Д. Ходусов	Спектральные плотности флуктуаций в газодинамике с сохраняющимся числом квазичастиц	45
Д.И. Масленников, В.С. Михайленко, К.Н. Степанов	Распадная неустойчивость мощной ион-ионной гибридной волны	49
Е.Ю. Вахим, В.С. Михайленко, К.Н. Степанов, Д.В. Чибисов	Турбулентное рассеяние частиц в аксиально симметричной радиально неоднородной вращающейся плазме	53
В.А. Лисовский, С.Д. Яковин, В.Д. Егоренков, В.И. Фареник	Осевая структура ВЧ разряда низкого давления в воздухе	62
С.Н. Стервеедов, В.В. Товстяк, Я.В. Шашель	Концепция центра радиационно-экологического мониторинга	65
Е.А. Баранник, В.А. Волохов, С.А. Гирнык, А.И. Марусенко, В.В. Товстяк	Метод измерения скорости медленных потоков жидкости	75
С.А. Иванов	Акустические шумы от радиационно-индуцированной кавитации	80
С.Н. Стервеедов	Экспериментальное оборудование для исследования акустической эмиссии твердых тел при ионной имплантации	83
В.П. Демуцкий	Устойчивость динамического хаоса при периодическом отображении	87
А.А. Ашеко, В.Г. Гордиенко, Е.А. Шарков	Диэлектрические свойства водных электролитных систем в сантиметровом диапазоне	90
Н.М. Пелихатый, Н.И. Коваленко, А.К. Гнап	Магниторезисторы и датчики Холла на основе сложных полупроводников	97
<i>Памяти Александра Ильича Ахиезера</i>		100

УДК 539

ЗАМЕЧАНИЯ ОБ ИТОГАХ ФИЗИЧЕСКОЙ НАУКИ УХОДЯЩЕГО ВЕКА*

А.И. Ахиезер

Национальный научный центр Харьковский физико-технический институт

Украина, 61108, г.Харьков, ул.Академическая, 1

Поступила в редакцию 20 июня 2000 г.

Подведены итоги развития физической науки в XX веке. Высказаны предположения о перспективах развития науки будущего века.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: физика будущего, прогноз развития

Быть футурологом, т.е. предсказателем будущего — неблагоприятная роль. А, может быть, даже футуролог сродни авантюристу. Ведь человек по самой сути своей не может знать будущего. И тем не менее люди любят футурологов, любят пересказывать друг другу их предсказания. Если предсказания сбываются, то об этом говорят с упоением и восторгом, если же, что бывает чаще, предсказание не сбывается, то об этом любители футурологии предпочитают умалчивать. Все это касается как футурологии общественно-исторической, так и футурологии в области науки и техники. Хотя во втором случае известны потрясающие догадки. Стоит вспомнить Жюль Верна, предсказавшего подводные лодки, ракеты, путешествия на Луну. После этих соображений читатель может спросить, чего же хочет автор настоящей статьи? Ответ предельно прост. Автор не хочет брать на себя роль футуролога в области фундаментальной науки. Его цель более скромна — он хочет лишь подвести итоги уходящему столетию в области физической науки и попытаться сформулировать, что ему, автору, представляется незавершенным в развитии этой области науки и поэтому какие задачи останутся от века уходящего веку грядущему. Но ни в коем случае нельзя быть уверенным, что наука пойдет по линии только уточнения и завершения тех задач, которые решались в этом веке. Могут возникнуть совершенно непредвиденные новые задачи, которые станут главным предметом исследований будущего столетия. К такому выводу нельзя не прийти, изучая историю науки уходящего века.

Итак, каковы же главные итоги физической науки за двадцатое столетие?

Если вернуться к началу века, то мы увидим здесь господство двух замечательных физических теорий, перешедших к нам из восемнадцатого и девятнадцатого веков. Это механика Ньютона и электродинамика Максвелла.

Ньютон — создатель современной физической теории — классической механики. Он создал современный метод научного исследования, основанный на применении в физике математики. Более того, поняв, что формулировка физических законов возможна только в рамках математического формализма, он создал для потребности физики новую математику — дифференциальное и интегральное исчисления. И с тех пор математика, оставаясь царицей наук, сама по себе все время обогащалась по мере развития физической науки.

Уходящий век показывает, что математика обладает удивительной предсказательной силой. И первый вывод, первый итог, который можно сделать, заключается в том, что будущее столетие будет проходить под знаком развития новых математических методов и их использования во всех областях физического знания. Речь здесь идет не только о развитии новых аналитических методов математического мышления, замечательных по своей мощи и красоте, но и новом развитии машинной математики, связанной с открытием и использованием мощных современных компьютеров.

Ньютонова механика сама по себе тоже получит дальнейшее развитие, поскольку того требует решение многих задач техники, и в первую очередь авиации и ракетостроения.

Максвеллова электродинамика, вторая после ньютоновой механики гениальная физическая теория, возникла главным образом на основе величайших достижений Фарадея, в первую очередь его закона электромагнитной индукции. Но благодаря использованию математического метода Максвеллу удалось сделать гигантский прыжок от Фарадея — он предсказал, исходя только из чувства математической красоты, ток смещения, после чего он построил электромагнитную теорию света, объединив существовавшие учения об электричестве и магнетизме с оптикой. Наступил золотой век электромагнетизма, а более точно, золотой век классической физики с двумя ее столпами — Ньютоном и Максвеллом. Весь известный мир стал подвластным им. Казалось, что наука стала безграничной и всеобъемлющей. Тем более, что она привела к небывалому расцвету техники — ведь на основе нее развилась машинная техника, теплотехника, электротехника и, наконец, радиотехника, удивительнейшее

* Эта одна из последних статей А.И. Ахиезера, написанная им в конце 1999 года по просьбе академика-секретаря отделения физики и астрономии НАН Украины А.Г. Наумовца

из достижений человеческого гения, основанное на использовании чисто математических уравнений Максвелла.

Такова была ситуация к началу нашего века. Казалось, что научное небо безоблачно. Существуют противоречия между классами в государствах и между самими государствами, могут возникать войны, в том числе кровавая бойня 14-го года, но мир науки безоблачен. Но это было заблуждением. Вот и представьте себе теперь роль футуролога в науке в 1900 году. Что бы он увидел и что бы он понял? Нужно было, чтобы появился гениальный Эйнштейн, который бы понял, что не все благополучно в "королевстве" науки.

Эйнштейн понял, что механика Ньютона и электродинамика Максвелла находятся в принципиальном противоречии друг с другом, и что разрешение этого противоречия есть важнейшая задача науки. В самом простейшем виде это противоречие можно разъяснить следующим образом. В механике Ньютона действует принцип — «дальнодействия, согласно которому все взаимодействия между телами происходят мгновенно. Поэтому сила, с которой действует тело А на тело В, равна в точности действующей в этот же момент времени силе, испытываемой телом А со стороны тела В. Но представим себе, что в дело вовлекается электромагнетизм и, в частности, световые волны. Например, Солнце испускает свет. Но свет, попадая на какое-либо тело, давит на него. Так вот, свет, испущенный Солнцем, достигает Земли через 8 минут и только после этого начинает давить на Землю. А когда же Земля начнет оказывать обратное действие на Солнце? Еще пройдет несколько минут. Значит, закон действия и противодействия, справедливый у Ньютона, становится неверным у Максвелла. Противоречие легко сформулировать. Но как его устранить? Понадобилось много лет великому Эйнштейну и его замечательным предшественникам, чтобы полностью привести в соответствие механику Ньютона и электродинамику Максвелла. Это противоречие было завершено созданием третьей гениальной физической теории — специальной теории относительности Эйнштейна в 1905 году.

Нелегкой ценой удалось это сделать, ибо пришлось отказаться от обычных, впитываемых нами с молоком матери представлений об абсолютном течении времени и абсолютном пространстве. В разных системах отсчета, которые в специальной теории относительности выбираются инерциальными, время течет по-разному, и геометрические размеры тела в разных системах тоже оказываются неодинаковыми. Ценой изменения представлений о пространстве и времени удалось объединить в единое целое механику Ньютона и электродинамику Максвелла. Возникла так называемая релятивистская механика, переходящая в обычную механику Ньютона при скоростях движения, малых по сравнению со скоростью света. Но ревизия свойств пространства-времени не ограничилась этим. Прошло немногим больше десяти лет и в 1916-ом году Эйнштейн создает гениальную общую теорию относительности, в которой вводятся в рассмотрение произвольные системы отсчета, но при этом снова приходится заплатить дорогую цену.

Какая вначале преследовалась цель? Она состояла в том, чтобы все законы природы формулировались одинаковым образом во всех системах отсчета. Но чтобы решить эту задачу, пришлось привлечь к рассмотрению проблему всемирного тяготения, то есть гравитации. Понять это можно следующим образом. Рассмотрим вращающуюся систему отсчета. Тогда в ней длина окружности, лежащей в плоскости вращения, будет, как легко можно убедиться, больше величины $2\pi R$, где R — радиус окружности. Это связано с тем, что стержень, которым мы будем измерять длину окружности, уместится в ней, благодаря своему сокращению, большее число раз, чем $2\pi R$, в то время как радиус окружности своей длины не изменит. В результате можно заключить, что в неинерциальной системе отсчета в соответствии с требованиями специальной теории относительности, не будет справедлива евклидова геометрия или, как говорят, пространство, а более точно, пространство-время, ибо время нельзя отделить от пространства, будет подчиняться более общей, чем евклидова, геометрии. Эта геометрия называется римановой. Чем же она определяется, или точнее, чем определяется ее метрика? Можно утверждать, что она определяется материей, "живущей" в рассматриваемом пространстве-времени. Это следует из так называемого принципа эквивалентности, который заключается в том, что постоянное гравитационное поле эквивалентно неинерциальной ускоренно движущейся системе координат. В последнем утверждении легко убедиться, находясь в лифте, движущемся вниз с ускорением, равным ускорению силы тяжести. В нем гравитационные силы будут, очевидно, отсутствовать. Если теперь логически объединить два утверждения: 1) метрика пространства-времени зависит от характера неинерциальности системы отсчета; 2) неинерциальность эквивалентна гравитации, то мы приходим к выводу, что геометрия пространства-времени определяется свойствами материи, живущей в рассматриваемом пространстве-времени. В этом заключается основная идея общей теории относительности или теории гравитации Эйнштейна.

Эта теория привела к рождению новой области в физике — релятивистской космологии, занимающейся проблемами структуры и эволюции Вселенной. Одним из удивительных выводов релятивистской космологии является вывод о расширении Вселенной. Этот вывод подтверждается экспериментально. Но если Вселенная расширяется, то, значит, когда-то в прошлом она была маленькой. Большого взрыва, в результате которого путем расширения и возникла Вселенная, в которой мы живем.

Точной теории этой сингулярности не существует, и можно думать поэтому, что решение этой проблемы будет важной задачей будущей физики.

Второй важнейшей фундаментальной теорией нынешнего столетия, наряду с теорией относительности, является квантовая механика, возникшая в двадцатых годах нашего столетия для объяснения устойчивости существования атома. Эта теория так же, как и теория относительности, привела к ломке наших обычных представлений о свойствах движения. Краеугольным камнем этой теории является принцип неопределенности Гейзенберга, согласно которому невозможно абсолютно точно локализовать положение частицы и знать при этом ее скорость. Квантовая механика в области небольших энергий и скоростей достигла огромных успехов, объяснив устойчивость атомов и молекул и свойства самых различных веществ. В частности, она объяснила природу ферромагнетизма и сверхпроводимости, объяснила различие между металлами и диэлектриками и природу химической связи. Она отказалась от обычного принципа причинности и стала использовать концепцию вероятности, как искони присущую явлениям, протекающим в микромире.

В нынешней физике имеет место ситуация, при которой в макромире действует обычный принцип причинности, а в микромире его нет. Возможно, в будущем столетии будет пролит свет на эту ситуацию, которая имеет не только физическое, но и общеполософское значение.

Если перейти от нерелятивистской квантовой механики к учету релятивистских эффектов, то возникает удивительное явление. Теория предсказывает переходы излучения в электроны и позитроны и аннигиляцию электронов и позитронов в фотоны, то есть излучение. Возникает замечательное явление взаимопревращения двух форм материи — излучения и вещества. Развитие теоретических и экспериментальных исследований в этой области, производимых с помощью мощных ускорителей заряженных частиц, привело к искусственному образованию новых форм материи. Возник целый ряд новых частиц, которые объединены общим названием — элементарные частицы. Было показано, что и многие новые частицы, и такие "старые частицы, как протон и нейтрон, имеют сложную внутреннюю структуру, и, как теперь считается, состоят из более "элементарных" частиц — кварков и антикварков.

Изучение свойств элементарных частиц, их классификация и структура интенсивно исследуется в настоящее время. И нет сомнений в том, что эти исследования будут продолжаться в будущем столетии.

Должна быть построена теория элементарных частиц и основных взаимодействий между ними. И кто знает, может быть, построение этой теории будет происходить вместе с развитием релятивистской космологии.

Наверное, это в свою очередь будет связано с дальнейшими исследованиями по синтезу двух основных теорий — теории относительности и квантовой механики — и построению квантовой теории гравитации. И нет сомнения в том, что все эти проблемы будут обязательно исследоваться в будущем столетии.

Но физика — не только фундаментальная наука. Она является также основой техники. И важнейшей проблемой будущего, несомненно, является создание новых источников энергии. Здесь речь идет прежде всего о совершенствовании получения ядерной энергии, добываемой путем использования эффекта деления тяжелых ядер, и важнейшей проблеме утилизации отходов ядерного горючего.

В будущем столетии, несомненно, будет решаться, а возможно, наконец, будет решена проблема управляемого термоядерного синтеза с использованием легких ядер. Конечно, если человечество получит доступ к огромным запасам энергии, то возникнут огромные сложности экологического характера, и как они будут решаться, известно одному Богу.

Наконец, нужно упомянуть еще одну область физических исследований. Исследований, связанных со свойствами живой материи. Нет никаких сомнений, что в будущем столетии расцветет биофизика с самыми различными применениями и в медицине, и в такой проблеме, как клонирование. Но здесь мы переходим уже в область фантастики и поэтому предпочитаем не говорить об этом предмете. Во всяком случае одно несомненно: физика остается важнейшей фундаментальной наукой, имеющей грандиозные практические приложения.

OBSERVATIONS ABOUT RESULTS OF LEAVING CENTURY PHYSICAL SCIENCE

A.I. Achiezer

*National Science Center Kharkov Institute of Physics and Technology,
1 Akademicheskaya St., Kharkov 61108 Ukraine*

The results of physical science development in XX century were summarized. The suppositions about perspectives of future century science development were suggested.

KEY WORDS: physics of future, development prognosis

УДК 539.12

МЕХАНІЗМ УТВОРЕННЯ ПІОНІВ ПІД ДІЄЮ
ПРОТОНІВ ЕНЕРГІЇ 200 МЕВ НА ЯДРІ ${}^7\text{Li}$

К. П. Устименков, І. Д. Федорець, І. І. Залюбовський, Н. С. Луцай

Харківський національний університет ім. В. Н. Каразіна
61077, Харків, пл. Свободи, 4.

Надійшла до редакції 1 червня 2000р.

В рамках двохнуклонного механізму утворення піонів обчислені кутові розподіли перерізів і аналізуючих здатностей для основного і перших двох збуджених станів кінцевого ядра в реакції ${}^7\text{Li}(p,\pi)^8\text{B}$ при енергії протонів $T_p = 200$ МеВ. З врахуванням усіх діаграм першого порядку одержана задовільна узгодженість між теорією і експериментом за виключенням рівня з енергією 0.78 МеВ, для якого необхідно включити однонуклонний механізм зі збудженням Δ^{++} -ізобари. Знайдені домінуючі оболонкові конфігурації в досліджуваній реакції.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: перерізи, аналізуючі здатності, двохнуклонний механізм, піон, ρ -мезон, Δ -ізобара.

Вже досить давно загальноприйнятим є факт, що домінуючим механізмом реакцій $A(p,\pi)B$ є двохнуклонний процес [1-5], який дозволяє розподілити великий імпульс переданий ядру, а також на одній основі трактувати як (p,π^+) , так і (p,π^-) -реакції. Відмінність у двохнуклонному описанні цих реакцій полягає тільки в тому, що в реакцію (p,π^-) дає внесок тільки один "фундаментальний" процес $pn \rightarrow \pi^0 p$, в той час як в реакції (p,π^+) беруть участь обидва процеси $pn \rightarrow \pi^+ n$ і $pp \rightarrow \pi^+ p$, які "занурені" в ядерне середовище. Це і є основна причина того, що експериментальні перерізи реакцій з виходом π^+ значно більші ніж в реакціях (p,π^-) , особливо в області порогу. Оскільки в реакції (p,π^-) зв'язаний нейтрон мішені, з яким взаємодіє налітаючий протон, перетворюється в кінцевий протон, то в кінцевому ядрі переважно будуть збуджуватися $2p-1h$ стани по відношенню до ядра мішені. З іншого боку, дірки, які утворюються при зіткненні налітаючого протона і нуклона мішені, можуть заповнюватися налітаючим протоном в реакції (p,π^+) . Ось чому збудження частинково-дірочних мод сильно притічене в реакції (p,π^-) . Така селективність по відношенню до $2p-1h$ станів може розглядатися як слідство цього специфічного двохнуклонного каналу реакції і великого імпульса, переданого ядру. Переважне збудження високоспінових $2p-1h$ станів в реакції (p,π^-) поблизу порогу відзначалось як в експериментальних [6-10], так і в теоретичних роботах [4,5] на багатьох ядрах. Таким чином можна скористатися такою селективністю для ідентифікації $2p-1h$ станів в реакції (p,π^-) .

В даній роботі зроблено спробу описати кутові залежності перерізів і аналізуючих здатностей в реакції ${}^7\text{Li}(p,\pi)^8\text{B}$ використовуючи двохнуклонну модель утворення піонів і визначити домінуючі конфігурації деяких станів, які збуджуються в цій реакції при енергії протонів 199,2 МеВ. В наших обчисленнях враховуються всі діаграми першого порядку, які адекватні для даного процесу, на відміну від більш ранніх робіт [2-5], де внесок деяких з них вважався малим.

ІНГРЕДІЄНТИ ОБЧИСЛЕНЬ

Основні діаграми, які відповідають процесу $NN \rightarrow NN\pi$, показані на рис.1. Тут повні кутові моменти двох кінцевих протонів і зв'язанного нейтрона в мішені позначені відповідно як J_α , J_β і J_γ . Нуклонна лінія з індексом r стосується налітаючого протона, штрихова лінія з вільним кінцем позначає кінцевий піон а штрихова лінія, яка з'єднує нуклонні, відповідає обміну або піоном, або піоном і ρ -мезоном. Нарешті, широкий відрізок на діаграмах (б,г) відповідає утворенню $\Delta(1232)$ ізобари. Діаграми (а,б) описують процес емісії проміжного піона із бомбардуєчої частинки і перерозсіювання його на нуклоні мішені. Відповідно, діаграми (в,г) стосуються емісії із мішені. Діаграми (а,в) стосуються s-хвильового перерозсіювання, а (б,г) - p-хвильового з утворенням Δ -ізобари. Варто також відзначити, що діаграми (б,г) зображають процес пост-емісії піона. В наші обчислення включені також діаграми перед-емісії, які відповідають процесу, коли вилітаючий (кінцевий) піон емітується до утворення Δ ізобари, а обмін бозонами відбувається при її розпаді. Нарешті, для кожної із вищезгаданих діаграм завдяки антисиметризації хвильових функцій двох кінцевих протонів існує обмінна діаграма з переставленими індексами α' і β' .

Таким чином, амплітуда переходу $A + p \rightarrow \pi + B$ повинна включати всі вищезгадані діаграми, кожену з яких схематично можна подати в вигляді

$$M = \sum_j C(\alpha', \beta', \beta) \left\langle f \left| V(\Delta N \pi) \frac{|I\rangle\langle I|}{E_f - E_i} V(NN \rightarrow \Delta N) \right| i \right\rangle, \quad (1)$$

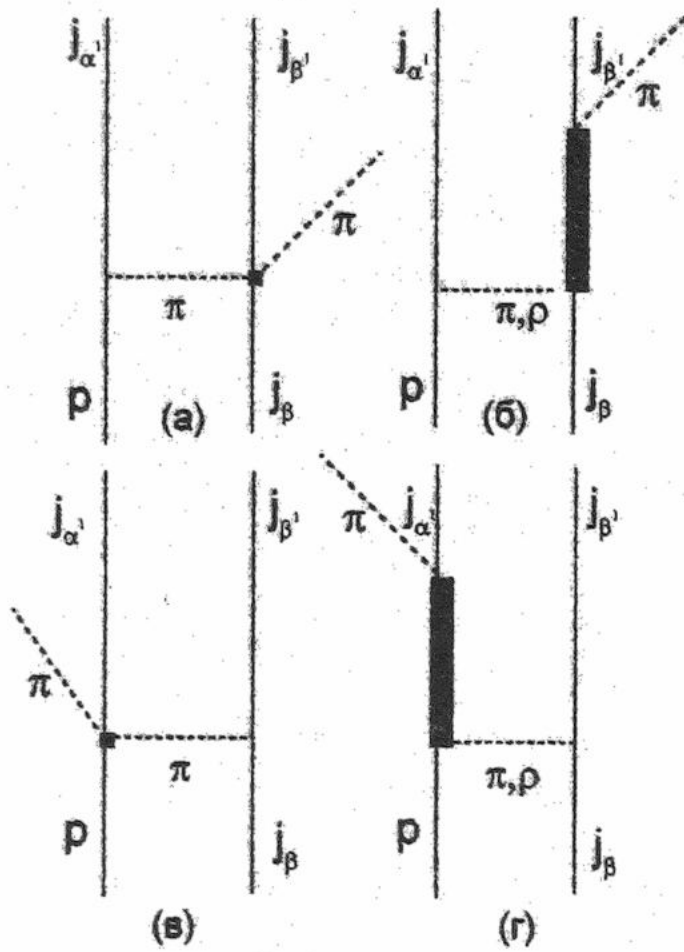


Рис. 1. Утворення піонів: (а, б) – діаграми емісії із налітаючої частинки; (в, г) – діаграми емісії із мішені; (а, в) – внески з-хвильового перерозсіювання; процеси (б, г) – внески р-хвильового перерозсіювання через Δ -ізобару

де $|i\rangle, |i\rangle i|f\rangle$ стосуються початкового, проміжного і кінцевого станів системи, відповідно. В рівнянні (1) $V(NN \rightarrow \Delta N)$ означає двочастинковий оператор переходу, який зв'язує початковий двоноуклонний стан з проміжним нуклон-дельта станом, $V(\Delta N \pi)$ -одночастинковий потенціал переходу в $\Delta N \pi$ -вершині, а $C(\alpha', \beta', \beta)$ -спектролскопічні амплітуди, які обчислюються із одно- і двочастинкових генеалогічних коефіцієнтів. Для ядер р-оболонки ці коефіцієнти приведені в працях [11,12]. Початковий стан протон-ядро та кінцевий стан піон-ядро описуються відповідними деформованими хвильовими функціями. Хвильові функції зв'язаних станів активного нуклона в ядрі-мішені і двох кінцевих протонів, зв'язаних в залишковому ядрі обчислюються, як завжди, в потенціалі Саксона-Вудса з відомою енергією зв'язку.

Суттєвими елементами операторів переходу є пропагатори проміжних мезонів та Δ -ізобари. Для проміжних піона і ρ -мезона ми використовуємо нестатичні пропагатори

$$D_{\pi, \rho}(q^2) = [q_\mu^2 - m_{\pi, \rho}^2 + i\varepsilon]^{-1}, \quad (2)$$

де $q_\mu^2 = q_0^2 - q^2$ - квадрат чотирьох- імпульса проміжного мезона. Малий комплексний додаток в знаменнику (2) дозволяє зрушити можливий полюс при інтегруванні по q для значень $q^2 = q_0^2 - m_\pi^2$ з дійсної осі. Полюс може статися для діаграм типу (а,б) на рис. 1, оскільки при цьому передана енергія $q_0 = T_p + |E_{зв}|$ ($E_{зв}$ - енергія зв'язку кінцевого протона). Для процесу емісії проміжного мезона із мішені (діаграми в,г, рис.1) $q_0 \sim 0$ (різниця між енергіями зв'язку частинково-

дірочної пари в NN -вершині) піонний пропагатор не буде мати полюса. ρ -мезонний пропагатор взагалі не буде мати полюса, оскільки при досліджуваних енергіях $m_\rho > T_p$.

Пропагатор проміжньої $\Delta(1232)$ ізобари може бути записаний у вигляді [13,14]:

$$D_\Delta(\omega) = \frac{M_N}{M_\Delta} F_\Delta(\omega) G_\Delta(\omega), \quad (3)$$

де $(M_N/M_\Delta)F_\Delta(\omega)$ - поправка на збудження ізобари поза резонансом, а $G_\Delta(\omega)$ - енергетичний знаменник

$$G_\Delta(\omega, r-r') = \frac{\delta(r-r')}{\omega - \omega_\Delta + \frac{1}{2}i\Gamma_\Delta(\omega) - V_{\Delta\Delta}(r)}, \quad (4)$$

де $\omega = T_p$, $\omega_\Delta = M_\Delta - M_N$ а $V_{\Delta\Delta}(r)$ - потенціал взаємодії Δ в ядерному середовищі. Ми його беремо у вигляді звичайного центрального потенціалу з радіальною залежністю Фермі

$$V_{\Delta\Delta}(r) = (V + iW) \rho(r) / \rho(0), \quad (5)$$

де $\rho(r)$ - ядерна густина на відстані r від центру ядра. Вираз для поправочного фактору $F_\Delta(\omega)$ було виведено авторами [14] в К-матричному підході. Але на практиці з хорошою точністю цей фактор відтворюється виразом (див., напр. [2]):

$$F_\Delta(\omega) = \frac{\Lambda_\Delta^2 + k_R^2}{\Lambda_\Delta^2 + k_\pi^2} \quad (6)$$

з $\Lambda_\Delta \sim 350 - 500$ MeV. Цей фактор також входить в ширину розпаду $\Delta \rightarrow \pi N$:

$$\Gamma(\omega) = \frac{2}{3} \frac{f_{\pi N \Delta}^2}{4\pi m_\pi^2} \frac{M_N}{M_\Delta} k_\pi^3 \frac{\Delta_\Delta^2 + k_R^2}{\Delta_\Delta^2 + k_\pi^2} \quad (7)$$

з резонансним хвильовим числом $k_R = 227$ MeV/c. Нарешті, для констант зв'язку ми використовуємо значення [14]: $f_{\pi NN}^2/4\pi = 0.08$, $f_{\pi N \Delta}^2/4\pi = 0.37$ і $f_{\rho N \Delta}/f_{\rho NN} = f_{\pi N \Delta}/f_{\pi NN} = \sqrt{72/25}$. Поза енергетичною оболонкою константи залежать від q_μ^2 і визначаються за допомогою монопольних формфакторів [1]:

$$f_i(q^2) = f_i(m_i^2) \frac{\Lambda_i^2 - m_i^2}{\Lambda_i^2 - q_0^2 + q^2}, \quad (8)$$

де i означає проміжний мезон (π або ρ), а $f_i(m_i^2)$ - відповідні константи на енергетичній поверхні ($q_\mu^2 = m_i^2$). Феноменологічні параметри обрізання взяті такими: $\Lambda_\pi = 1.2$ GeV, $\Lambda_\rho = 1.5$ GeV.

ПОРІВНЯННЯ З ЕКСПЕРИМЕНТОМ, ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ І ВИСНОВКИ

В даній роботі обчислюються кутові залежності перерізів та аналізуючих здатностей реакції ${}^7\text{Li}(p,\pi){}^8\text{B}$ при кінетичній енергії налітаючих протонів $T_p = 199.2$ MeV. Експериментальні дані, взяті із праці [9], стосуються основного ($J^\pi = 2^+$) і перших двох збуджених станів (1^+ ; 0,78 MeV і 3^+ ; 2,32 MeV) ядра ${}^8\text{B}$. Кінетична енергія вилітаючого піона тут дорівнює ~ 30 MeV.

Деформовані хвильові функції в каналі $p+{}^7\text{Li}$ знаходилися чисельним розв'язанням рівняння Шредінгера з оптичним потенціалом, який включає спин-орбітальний зв'язок. Параметри цього потенціалу взяті із [15], де вони були визначені для розсіювання протонів з енергією 144 MeV на ${}^6\text{Li}$. Для піонних деформованих хвиль в каналі $\pi + {}^8\text{B}$ використовувалось рівняння Клейна-Гордона в r -просторі з оптичним потенціалом поблизу порога у вигляді [1]:

$$2\omega U(\omega, r) = -4\pi \left\{ \left[b(\omega, r) + B(\omega, r) - \nabla \frac{c(\omega, r) + C(\omega, r)}{1 + 4\pi g' [c(\omega, r) + C(\omega, r)]} \nabla + \frac{\omega}{2M} \nabla^2 \left[c(\omega, r) + \frac{1}{2} C(\omega, r) \right] \right\}, \quad (9)$$

де s - і p -хвильові комплексні параметри b, B, c і C залежать від енергії і радіальної нейтронної і протонної густин в ядрі. Чисельні значення цих параметрів для $T_\pi \sim 50$ MeV визначені із підгонки до даних для піонних атомів і розсіювання при низьких енергіях, є глобальними для всіх ядер, і надані в табл. 7.1 книги [1]. В виразі (9) параметр g' є кореляційна поправка, аналогічна множникові Лоренц-Лоренца в оптиці. В даному випадку вона забезпечує відштовхування нуклонів на малих відстанях. Найбільш поширене значення її складає 0.7.

Варто відзначити, що в двохнуклонній моделі форма і величина кутових розподілів слабо залежить від значень параметрів оптичних потенціалів, але дуже сильно від того використовуються деформовані чи плоскі хвилі. Тому ми не намагались покращити описання експериментальних залежностей шляхом варіації оптичних параметрів.

На рис. 2 показані деякі приклади обчислень кутових розподілів перерізів (верхня частина рисунка) і аналізуючих здатностей (нижня частина). Експериментальні точки, взяті із роботи [9], стосуються основного стану 2^+ ядра ${}^8\text{B}$. Усі криві на рис. 2 обчислені в припущенні, що ядро ${}^7\text{Li}$ в основному стані має чисту оболонкову конфігурацію $[(\pi p_{3/2})(\nu p_{3/2})^2]_{J=0,2}^{3/2}$, активний нейтрон знаходиться на орбіті $p_{3/2}$, а кінцеві протони заселяють орбіти $1p_{1/2}$ і $1p_{3/2}$ ядра ${}^8\text{B}$. Суцільні криві 1 і 2 на рис. 2(а) стосуються емісії піона із мішені (діаграми в,г на рис. 1 і ті, що до них відносяться) і налітаючої частинки (діаграми а,б на рис. 1 і ті, що до них відносяться) відповідно. Криві 3 на рис. 2(а) означають їх когерентні суми. Видно, що процес емісії піона із мішені дає в амплітуду значно менший внесок, який, проте, не можна ігнорувати бо він бере участь в інтерференції.

В p -хвильовому перерозсіюванні (діаграми б,г на рис. 1 і ті, що до них відносяться) імпульс і квантові числа можуть переносити π, ρ , а також більш важкі мезони. Окремі внески π - і ρ -мезонів можна бачити на рис. 2 (б) (криві 2 і 3, відповідно). Криві 1 стосуються сумарного внеска π і ρ -мезонів в оператор переходу $V(NN \rightarrow \Delta N)$. Видно, що сам по собі внесок ρ -мезонного пропагатора дуже малий, але суттєву роль відіграє інтерференція між тензорними членами в потенціалі взаємодії π - і ρ -мезонів. Вплив переміщення Δ -ізобари в ядрі видно із рис. 2(в). Криві 1 відповідають переміщенню Δ , а криві 2 - статичному наближенню. В той же час переріз і аналізуюча здатність в даному випадку слабо залежать від величини ширини розпаду Γ_Δ і потенціала взаємодії Δ -ізобари в ядерному середовищі. Кутові залежності, обчислені з Γ_Δ , що дорівнює вільній ширині (115 MeV) практично не відрізняються від тих, де в пропагаторі (4) використовується залежна від енергії ширина $\Gamma_\Delta(\omega)$ (7). Також криві 1 на рис. 2 (в) обчислені з $V + iW = 20 + i40$ в (5) співпадають з кривими, де взято $V + iW = 10 + i20$. Наші розрахунки, крім того, показали, що внесок процесу перед-емісії піона залежить від ізоспінних факторів в реакції і від енергії бомбардуючого протона і складає від 15 до 30 % від внеска процесу пост-емісії.

В подальших обчисленнях ми припускаємо, що три нижніх рівня ядра ${}^8\text{B}$ мають одну із оболонкових конфігурацій

$$[(\pi p_{3/2})^3_{J=3/2}(\nu p_{3/2})], [(\pi p_{3/2})^2(\pi p_{1/2})(\nu p_{3/2})], [(\pi p_{3/2})(\pi p_{1/2})^2(\nu p_{3/2})]$$

або деяку їх комбінацію. Вони відповідають $2p$ - $1h$ станам

$$[(\pi p_{3/2})^2_{J=0,2}(\nu p_{3/2})^{-1}] \quad (10)$$

$$[(\pi p_{3/2})(\pi p_{1/2})_{J=2}(\nu p_{3/2})^{-1}] \quad (11)$$

$$[(\pi p_{1/2})^2_{J=0}(\nu p_{3/2})^{-1}] \quad (12)$$

по відношенню до чистої конфігурації

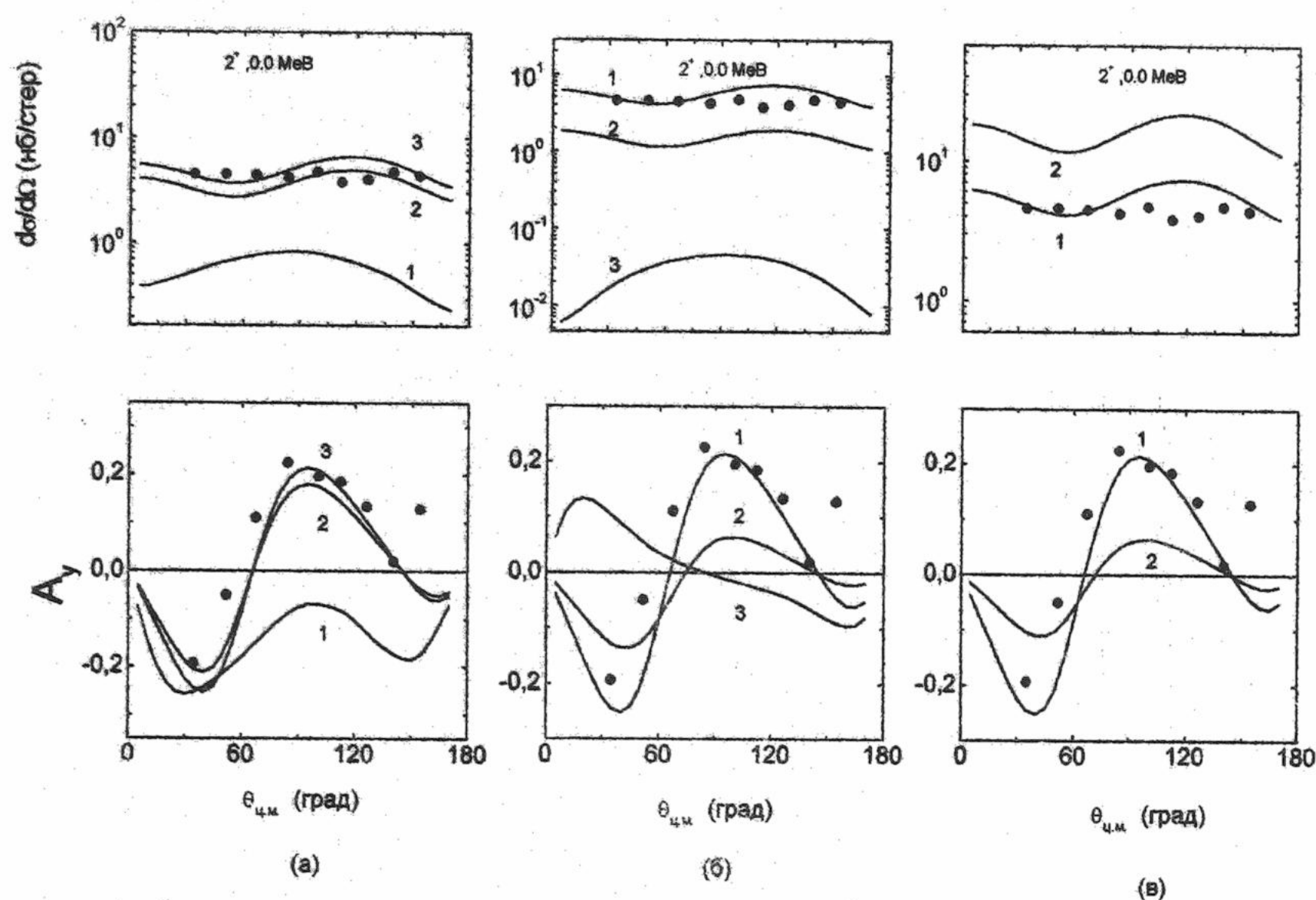


Рис. 2. Кутові розподіли перерізів (верх) і аналізуючих здатностей (низ) для переходу ${}^7\text{Li}(p,\pi){}^8\text{B}$ (о.с.). Точки - експеримент із [9]. Пояснення суцільних кривих дано в тексті.

$\left[(\pi p_{3/2})(\nu p_{3/2})_{J=0,2} \right]_{3/2^-}$ основного стану ядра ${}^7\text{Li}$.

Спектроскопічні амплітуди $C(\alpha', \beta', \beta)$ із (1), обчислені за допомогою одно- і двохчастинкових генеалогічних коефіцієнтів для конфігурацій (10)-(12) і трьох кінцевих станів ядра ${}^8\text{B}$, подані в табл.1.

Табл.1. Спектроскопічні амплітуди $C(\alpha', \beta', \beta)$ для основного і перших двох збуджених станів ${}^8\text{B}$

	$[(\pi p_{1/2})^2(\nu p_{3/2})^{-1}]$	$[(\pi p_{3/2})(\pi p_{1/2})(\nu p_{3/2})^{-1}]$	$[(\pi p_{3/2})^2(\nu p_{3/2})^{-1}]$
2^+	0,01	-0,264	0,544
1^+	0,19	0,568	-0,311
3^+	0,727	1,248	1,99

Як видно із таблиці, для всіх вказаних станів найбільшу вагу мають конфігурації (10) та (11).

На рис. 3 показано порівняння перерізів і аналізуючих здатностей, обчислених в рамках двохнуклонного механізму утворення піонів з експериментальними кутовими розподілами. Криві 1, 2 і 3 на рис. 3(а) стосуються, відповідно, конфігурацій (10), (11) і (12).

Очевидно, що прийнятне описання досягається для конфігурації (11). Для рівня $J^\pi = 1^+$ з енергією 0.78 MeV (рис. 3(б)) жодна з розглянутих конфігурацій не є адекватною. У цьому випадку відповідність номерів кривих і конфігурацій така ж сама, як на рис. 3(а). Враховуючи, що форма кутової залежності тут не є характерною для двохнуклонного процесу утворення піона і збудження $2p-1h$ станів кінцевого ядра, можна припустити, що в даному випадку важливу роль грає або процес змішування конфігурацій, або одонуклонний процес з передачею Δ^{++} -ізобари. На рис. 3(в) показані розрахунки для рівня 3^+ ; 2.32 MeV в припущенні реалізації конфігурації (11) (криві 1) і конфігурації (10) (криві 2). Можна з упевненістю сказати, що тут реалізується так званий "витягнутий" $2p-1h$ - стан з конфігурацією (10) і $J=2$ (тобто стан з максимально можливим спіном).

На основі проведених обчислень можна зробити такі висновки. В розрахунках такого типу необхідно враховувати всі діаграми першого порядку, які відносяться до даного процесу. Модель двохнуклонного механізму утворення піонів дає адекватне описання експериментальних даних для реакції ${}^7\text{Li}(p,\pi){}^8\text{B}$ при $T_p=200$ MeV, можливо, за винятком стану 1^+ ; 0.78 MeV. Це дозволяє визначити домінуючі оболонкові стани, які реалізуються в досліджуваній реакції. Відповідність між теорією і експериментальними даними для першого

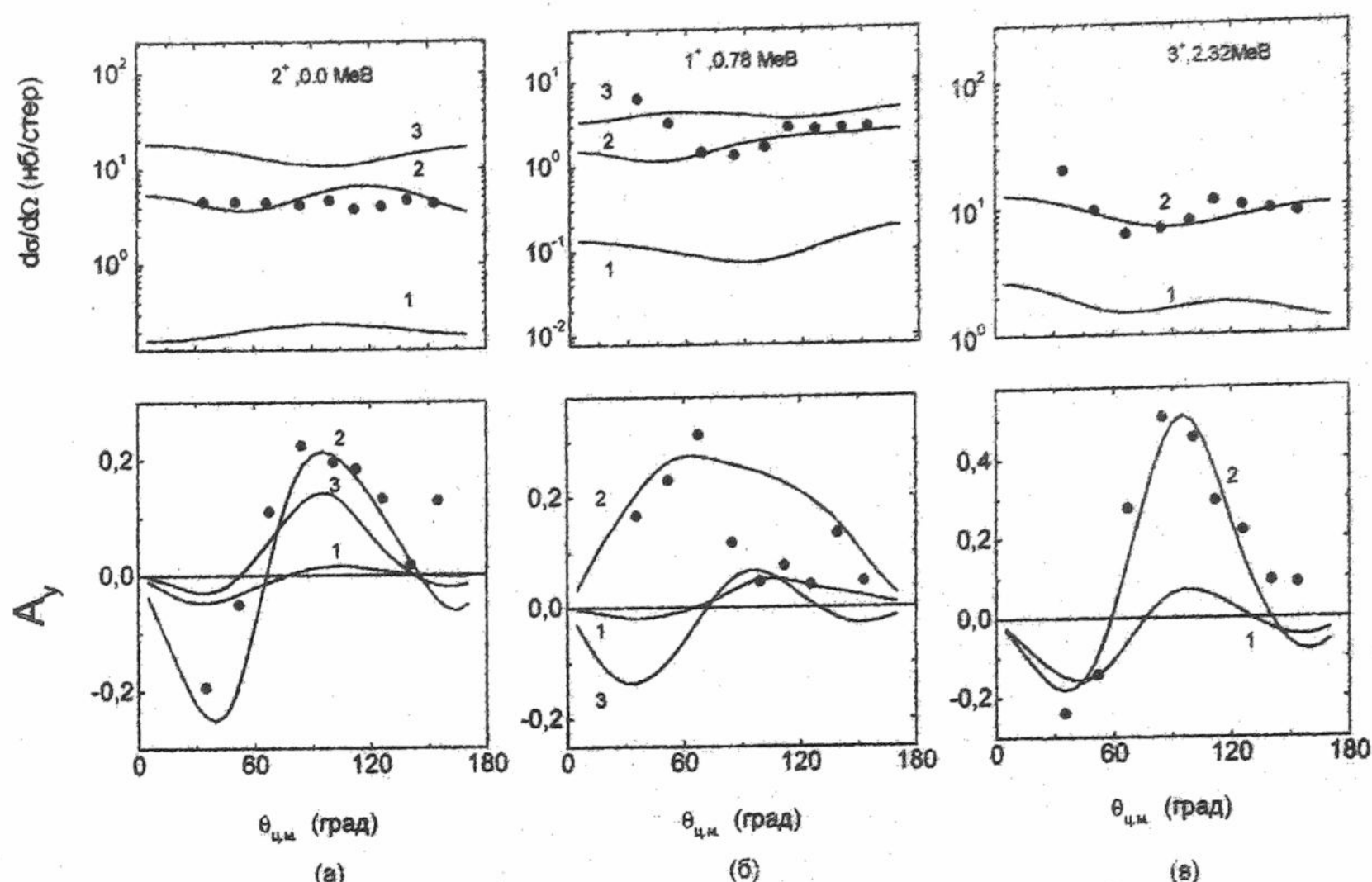


Рис. 3. Кутові розподіли перерізів (верх) і аналізуючих здатностей (низ) для реакції ${}^7\text{Li}(p,\pi){}^8\text{B}$ при $T_p=199.2$ MeV. а) основний стан 2^+ ядра ${}^8\text{B}$; б) стан 1^+ ; 0.78 MeV; в) стан 3^+ ; 2.32 MeV. Точки - експеримент із [9]. Пояснення суцільних кривих надано в тексті.

збудженого стану 0,78 MeV можна, певно, досягти, якщо включити в розрахунки одноклонний механізм утворення піона із збудженням проміжної Δ^{++} -ізобари.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Эриксон Т., Вайзе В. Пионы и ядра. М. Наука, 1991, 512 с.
2. Alons P.W.F., Bent R.D., Conte, J.S., Dillig M. // Nucl. Phys. 1988, A480, p.413.
3. Iqbal M.J., Walker G.E. // Phys. Rev. 1985, C32, p.556.
4. Kume R. // Nucl. Phys. 1989, A504, p.712.
5. Kume K., Nose N. // Nucl. Phys. 1991, A528, p.723.
6. Jacobs W.W., Throwe T.G., Vigdor S.E. et al // Phys. Rev. Lett. 1982, 49, p.855.
7. Vigdor S.E., Throwe T.G., Green M.C. et al // Nucl. Phys. 1983, A396, p.61.
8. Cao Z.-J., Bent R.D., Nann H., Ward T.E. // Phys. Rev. 1987, C35, p.625.
9. Cao Z.-J., Ward T.E., Bent R.D. et al. // Phys. Rev. 1987, C35, p.825.
10. Throwe T.G., Vigdor S.E., Jacobs W.W. et al. // Phys. Rev. 1987, C35, p.1083.
11. Cohen S., Kurath D. // Nucl. Phys. 1967, A101, p.1.
12. Elliott J.P., Hope J., Jahn H.A. // Phil. Trans. 1953, A246, p.31.
13. Freedman R.A., Miller G.A., Henley E.M. // Nucl. Phys. 1982, A389, p.457.
14. Oset E., Toki H., Weise W. // Phys. Rep. 1982, 83, p.281.
15. Moake G.L., Debevec P.T. // Phys. Rev. 1980, C21, p.25.

PION PRODUCTION MECHANISM BY 200 MEV PROTONS ON ${}^7\text{Li}$

K.Ph. Ustimenkov, I.D. Fedorets, I.I. Zalubovsky, N.S. Lutsaj

V.N. Karazin Kharkov National University,
61077, Kharkov, Svoboda sq.4.

Within the two-nucleon pion production mechanism the angular distributions of cross sections and analyzing powers are calculated for the ground and two first excited levels of the residual nucleus in the ${}^7\text{Li}(p,\pi){}^8\text{B}$ reaction at the proton energy $T_p=200$ MeV. With allowance for all first order diagrams a satisfactory correspondence between theory and experiment is obtained except for the level of the energy of 0.78 MeV in which case the one-nucleon mechanism with the Δ^{++} isobare excitation is to be included. The dominating shell model configurations formed in the studied reaction are found.

KEY WORDS: cross sections, analysing powers, two-nucleon mechanism, pion, ρ -meson, Δ -isobare.

УДК 539.172.3

РЕЛЯТИВИСТСКОЕ ОПИСАНИЕ ЭЛЕКТРОРАСЩЕПЛЕНИЯ ДЕЙТРОНА

И.К. Кириченко

Украинская инженерно-педагогическая академия,
61003, Украина, г. Харьков, ул. Университетская 16,
Поступила в редакцию 11 июля 2000г.

На основе требований ковариантности и сохранения полного электромагнитного ядерного тока проведен анализ существующей ситуации в исследованиях процессов электрорасщепления дейтрона. Рассмотрены следствия лоренц-ковариантности и сохранения ядерного тока в расчетах A_ϕ – асимметрии сечений $(e, e'p)$ – реакций на малонуклонных системах. Выполнен обзор работ по эксклюзивным и инклюзивным реакциям электрорасщепления дейтрона с использованием релятивистского импульсного приближения.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: ковариантность, релятивистское импульсное приближение, квазиупругая кинематика, электрорасщепление, дейтрон

Известно [1,2], что эксклюзивные $(e, e'p)$ процессы в квазиупругой кинематике являются одним из наиболее "чистых" источников информации изучения структуры дейтрона. Такое представление о свойствах электромагнитных (ЭМ) процессов в квазиупругой области традиционно основывалось на следующих предположениях: во-первых, слабость ЭМ взаимодействий, в результате чего возмущения, вносимые ЭМ полем в систему незначительны по сравнению с ядерными эффектами; во-вторых, в квазиупругой кинематике рассеяние носит квазисвободный характер и определяющими являются полюсные части амплитуд; в-третьих, естественная для квантовомеханического описания факторизация сечения на "элементарный акт" и структурную часть, называемую обычно импульсным распределением нуклонов (ИРН) в ядерной системе и пропорциональную квадрату фурье-образа нерелятивистской волновой функции (ВФ) нуклонов; в-четвертых, возможностью независимого варьирования в эксперименте переданной энергии и импульса. При релятивистском же рассмотрении с последовательным учетом виртуальностей и вклада античастичных компонент в промежуточных состояниях некоторые из этих моментов уже далеко не столь очевидны. Так, например, точная факторизация полюсных вкладов с помощью метода ковариантной факторизации (МКФ) [3] показывает, что при $|\vec{p}| > 0,55$ ГэВ/с виртуальный "элементарный акт" уже сам по себе зависит от структуры дейтрона и определение ИРН из экспериментальных данных по сечениям проблематично. Это означает, что отделить верхние ЭМ блоки у γ^*NN и нижние "сильные" dNN – блоки возможно до $|\vec{p}| \leq 0,55$ ГэВ/с. Другим важным моментом является необходимость исследования, в каждом конкретном случае, вклада всех полюсов и их интерференций. Дело в том, что применение МКФ и, как следствие, извлечение функции ИРН из абсолютных сечений возможно и наиболее просто лишь в том случае, если в амплитуде процесса в силу специальных кинематических условий доминирует лишь один, например, t – полюс (в промежуточном состоянии протон). Необходимо также иметь в виду, что с ростом импульса спектатора (даже если q^2, ν – фиксированы) наряду с возрастанием роли других полюсов усиливается роль немассовых эффектов в ЭМ формфакторах нуклонов. При изучении процессов электроразвала атомных ядер в экспериментальных условиях, когда виртуальности промежуточных частиц велики, возникает проблема учета в γ^*NN – вершине немассовых эффектов одного из нуклонов. В настоящее время ЭМ аспект учета off-shell природы одного из нуклонов не имеет сколь-нибудь определенного решения и рассмотрение ведется с позиций традиционных on-shell представлений о γNN – взаимодействии. Заметим, что при $q^2 = 0$ обобщенные тождества Уорда-Такахаши фиксируют в ЭМ токе лишь формфактор при структуре $\gamma_\mu: F_1(q^2 = 0, x = (m^2 - t)/M^2) = 1$, тогда как формфакторы при других структурах в принципе могут быть функциями виртуальности x . Однако, так как в настоящее время отсутствуют какие-либо удовлетворительные конструктивные методы построения таких off-shell токов, эффектами виртуальности в γ^*NN – вершинах будем пренебрегать.

Проблема экспериментального исследования структуры дейтрона предполагает наличие таких кинематических областей, где доминирует в полной амплитуде конкретный полюс и измерения выполняются в этой области. Анализ имеющихся экспериментов [1,2,4] по электрорасщеплению дейтрона с регистрацией ер-совпадений показывает, что все они выполнены на "дальнем" от порога электрорасщепления склоне квазиупругого пика. В лабораторной системе (л.с.) дейтрона положение s – канальной полюсной особенности $s - M_d^2 = 2M_d\nu(1 - x_r)$ полностью определяется заданием Q^2 и ν , а "расстояние" между t – и u – полюсами связано лишь с переданной энергией $\nu: (m^2 - t) + (m^2 - u) = 2M_d\nu$ (следствие известного соотношения $s + t + u = 2m^2 + M_d^2 + q^2$). Поэтому с увеличением ν расширяется кинематическая область, на нижней и верхней

границах, где определяющими будут t - и u -полюса, соответственно. Вместе с тем роль s -полюса, помимо ν , характеризуется также "массой" виртуального фотона Q^2 или переменной x_F . Очевидно, в области максимума квазиупругого пика нельзя ожидать заметного вклада s -полюса, тогда как продвижение от максимума к порогу электрорасщепления, что приводит к увеличению, а при $x_F \sim 1$ даже к доминированию s -полюсного вклада. Так, например, $x_F = 1/2$ соответствует тому, что нижняя кинематическая граница соответствует $|\vec{p}| = 0$ и определяет доминирующую роль t -полюса: $m^2 - t = 2m_d$, а s - и u -полюса дают незначительный вклад. Дальнейший "отход" от t -полюса требует исследования вкладов других полюсов, чтобы осуществлять количественный контроль при извлечении ИРН. Кинематические условия при которых с ростом Q^2 и ν инвариантная масса конечной адронной системы фиксирована положением максимума квазиупругого пика ($x_F = 1/2$), позволяют "расширить" область действия конкретного полюсного члена амплитуды (t -полюса), что способствует исследованию структуры дейтрона посредством МКФ. Но дополнительные ограничения на величину Q^2 возникают из-за неопределенностей в ЭМ формфакторах $G_E^N(Q^2)$ и $G_M^N(Q^2)$, которые с ростом Q^2 сильно падают и вносят известные трудности - как в плане экспериментального измерения малых значений сечений, так и в необходимости учета в них, при теоретической интерпретации, возрастающих off-shell эффектов.

Например, измерения сечений, соответствующие первой кинематике Сакле [2], выполнены в области максимума квазиупругого пика ($x_F = 0,49$), где доминирует лишь t -полюс, а аргумент ВФ дейтрона [5] изменяется в интервале $5 \leq |\vec{p}| \leq 175$ МэВ. Это позволяет извлечь "мягкую" часть ВФ, которая определяется лишь 3S_1 -состоянием (S -ВФ сравнима с D -ВФ при импульсах порядка 0,25 ГэВ/с для известных параметризаций [6,7]). Вторая кинематика [2] выполнена в области, где импульс спектатора $155 \leq |\vec{p}| \leq 335$ МэВ/с. В этой кинематической области представляет интерес "скорость" ладения S -ВФ - и значение D -волны в ВФ дейтрона, а также возможность определения ИРН, т.е. изучение насыщения полного сечения за счет некогерентного вклада t -канала. В кинематических условиях [4], где $0,284 \leq |\vec{p}| \leq 0,5$ ГэВ/с, сечение определяется всем полюсным рядом. Практически одинаковая удаленность от всех полюсов в кинематической области [4] ($0,3 \leq |\vec{p}| \leq 0,5$ ГэВ/с, $|\vec{k}_s| \approx 0,44$ ГэВ/с - аргументы ВФ в u - и s -каналах соответственно), приводит к тому, что сечение реакции определяется уже "жесткой" частью ВФ в импульсном представлении, и в значительно большей степени, чем в [2] чувствительно к D -ВФ дейтрона. Безусловно, обсуждать структуру дейтрона в условиях [4] на уровне функции ИРН - бессмысленно.

РЕЛЯТИВИСТСКОЕ ИМПУЛЬСНОЕ ПРИБЛИЖЕНИЕ

Рассмотрим процесс $d(e, e'p)n$. Фейнмановские диаграммы, соответствующие релятивистскому импульсному приближению (РИП), показаны на рис.1. Диаграмме рис.1а отвечает s -полюсная особенность, в которой промежуточным состоянием является виртуальный дейтрон с 4-импульсом d_1 . Диаграммы на позициях б) и в) соответствуют механизмам поглощения виртуального фотона протоном и нейтроном соответственно. Диаграмма г) отвечает "контактному" взаимодействию и необходима для калибровочно-инвариантного учета структуры [14]. Так как в реакциях с виртуальными фотонами каждая диаграмма на рис.1

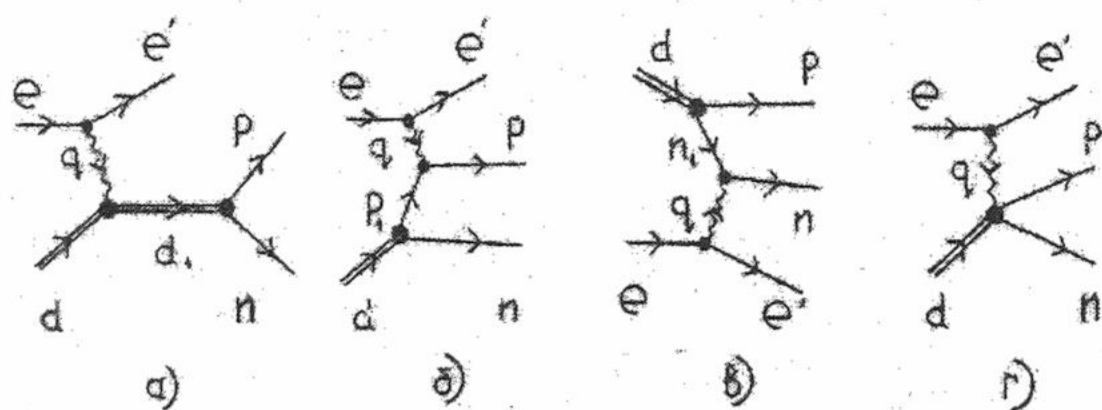


Рис 1. Фейнмановские диаграммы процесса $d(e, e'p)n$

не зависит от калибровки фотонного пропагатора и таким образом имеет смысл сама по себе, то пренебрежение вкладом "контактной" диаграммы в этом случае может рассматриваться лишь как некоторое приближение (достаточно хорошо обоснованное при работе "вблизи" полюсов).

Матричный элемент, соответствующий рассматриваемому приближению имеет вид

$$M = 4\pi \frac{\alpha}{q^2} l_\mu T_{\mu\nu} U_\nu^{(d)}, \quad T_{\mu\nu} = \sum_{i=s,t,u,g} T_{\mu\nu}^{(i)} \quad (1)$$

$l_\mu = \bar{u}(k')\gamma_\mu u(k)$ - ЭМ ток электронов (k и k' - 4-импульсы налетающего и рассеянного электронов соответственно); $U_\nu^{(d)}$ - 4-вектор поляризации начального дейтрона. Где тензоры $T_{\mu\nu}^{(i)}$ имеют вид:

$$T_{\mu\nu}^{(s)} = T_{\mu\nu\alpha} \frac{1}{s - M_d^2} \bar{u}(p) A_\alpha^{(s)} C \bar{u}^\tau(n), \quad T_{\mu\nu}^{(t)} = \bar{u}(p) F_\mu^{(t)} \frac{\hat{p}_1 + m}{t - m^2} A_\nu^{(t)} C \bar{u}^\tau(n), \quad T_{\mu\nu}^{(u)} = \bar{u}(p) A_\nu^{(u)} \frac{\hat{n}_1 - m}{u - m^2} F_\mu^{(u)} C \bar{u}^\tau(n),$$

$$T_{\mu\nu}^{(c)} = \bar{u}(p) \left\{ \int_0^1 \frac{d\lambda}{\lambda} \frac{\partial}{\partial q_\mu} [F_1^{(p)}(q^2) A_\nu(-k_s^2(\lambda)) + F_1^{(n)}(q^2) A_\nu(-k_{su}^2(\lambda))] + \right.$$

$$\left. + \left[\frac{z_p - F_1^{(p)}(q^2)}{q^2} A_\nu(-k_1^2) + \frac{z_n - F_1^{(n)}(q^2)}{q^2} A_\nu(-k_u^2) - \frac{z_d - (F_1^{(p)}(q^2) + F_1^{(n)}(q^2))}{q^2} A_\nu(-k_s^2) \right] q_\mu \right\} C \bar{u}^\tau(n), \quad (2)$$

где $\bar{u}(p)$, $C \bar{u}^\tau(n)$ - дираковские биспиноры, и $k_s = \frac{(d_1 n)}{d_1^2} p - \frac{(d_1 p)}{d_1^2} n$, $k_1 = \frac{(dn)}{d^2} p_1 - \frac{(dp_1)}{d^2} n$, $k_u = \frac{(dn_1)}{d^2} p - \frac{(dp)}{d^2} n_1$, $k_{s1}(\lambda) = \frac{(d^{\lambda'} n)}{d^{\lambda'^2}} p^\lambda - \frac{(d^{\lambda'} p^\lambda)}{d^{\lambda'^2}} n$, $k_{su}(\lambda) = \frac{(d^{\lambda'} n^\lambda)}{d^{\lambda'^2}} p - \frac{(d^{\lambda'} p)}{d^{\lambda'^2}} n^\lambda$, где $\lambda' = 1 - \lambda$, $d^{\lambda'} = d + \lambda' q$, $p^\lambda = p - \lambda q$, $n^\lambda = n - \lambda q$. Закон сохранения 4-импульса в терминах этих величин формулируется следующим образом: $d^{\lambda'} = p^\lambda + n = p + n^\lambda$. Мандельштамовские инвариантные переменные s , t , u - определены обычным образом: $s = (d + q)^2$, $t = (d + n)^2$, $u = (d - p)^2$; разницей масс протона и нейтрона пренебрегаем и полагаем их равными m . Обобщенные вершины $A_\alpha^{(i)}$ ($i = s, t, u$) описывают виртуальный развал дейтрона на адроны, один из которых лежит вне массовой поверхности, и определены в соответствии с [8]:

$$A_\nu^{(t)} = \Gamma_1^{(t)} \gamma_\nu + \frac{(p_1 - n)_\nu}{2m} \Gamma_2^{(t)} + \frac{\hat{p}_1 - m}{2m} \left[\Gamma_3^{(t)} \gamma_\nu + \frac{(p_1 - n)_\nu}{2m} \Gamma_4^{(t)} \right],$$

$$A_\nu^{(u)} = \Gamma_1^{(u)} \gamma_\nu + \frac{(p - n_1)_\nu}{2m} \Gamma_2^{(u)} - \left[\Gamma_3^{(u)} \gamma_\nu + \frac{(p - n_1)_\nu}{2m} \Gamma_4^{(u)} \right] \frac{\hat{n}_1 + m}{2m}, \quad A_\nu^{(s)} = \Gamma_1^{(s)} \gamma_\nu + \frac{(p - n)_\nu}{2m} \Gamma_2^{(s)}. \quad (3)$$

Наличие индекса $\Gamma^{(i)}$, $i = s, t, u$ в инвариантных формфакторах означает их принадлежность к соответствующему каналу. Знаменатели пропагаторов в (2) включаются в определение соответствующих вершин $\Gamma_{1,2,3,4}^{(i)}$ [5] при установлении их связи с релятивистскими ВФ дейтрона в л.с. отсчета - $d = (M_d, \vec{0})$.

Для γNN - вершин используется стандартные выражения для оператора ЭМ взаимодействия

$$F_\mu^{(t,u)} = \begin{cases} F_1^{(p,n)} \gamma_\mu - F_2^{(p,n)} \sigma_{\mu\nu} q_\nu / 2m & (a) \\ (F_1 + F_2)^{(p,n)} \gamma_\mu - F_2^{(p,n)} \left\{ \frac{(p_1 + p)_\mu}{(n_1 + n)_\mu} \right\} / 2m & (b) \end{cases} \quad (4)$$

для протона (p) и нейтрона (n) соответственно.

Тензор $T_{\mu\nu\alpha}$ характеризуется тремя вещественными формфакторами (в предположении C- и P-инвариантности взаимодействий [9]):

$$T_{\mu\rho\sigma}(q, d, d_1) = (d + d_1)_\mu \left(G_1(q^2) g_{\rho\sigma} - \frac{G_3(q^2)}{2M_d^2} (q_\rho q_\sigma - g_{\rho\sigma} q^2 / 2) \right) + 2G_2(q^2) (g_{\mu\rho} q_\sigma - g_{\mu\sigma} q_\rho) +$$

$$+ \frac{G_3(q^2)}{4M_d^2} (d_1^2 - d^2) (g_{\mu\rho} q_\sigma + g_{\mu\sigma} q_\rho - g_{\rho\sigma} q_\mu) + \frac{(d_1^2 - d^2)}{q^2} [z_d - G_1(k^2)] q_\mu g_{\rho\sigma}. \quad (5)$$

Формфакторы $G_i(q^2)$ ($i = 1, 2, 3$) связаны линейным образом с

$$G_c = G_1 - \frac{q^2}{6M_d^2} G_3, \quad G_n = G_1 - G_2 + \left(1 - \frac{q^2}{4M_d^2} G_3 \right), \quad G_m = G_2, \quad (6)$$

которые описывают распределения заряда, электрического квадрупольного и магнитного дипольного моментов дейтрона соответственно и нормированы при $q^2 = 0$: $G_c = 1$, $G_m = 1,71$ (в единицах $e/2M_d$), $G_n = 25,84$ (в единицах M_d^{-2}) [10,11].

РАСЧЕТ СЕЧЕНИЯ ЭКСКЛЮЗИВНОГО ПРОЦЕССА $D(E, E')N$ В РИП

Возводя матричный элемент (1) в квадрат и производя необходимые суммирования и усреднения по

поляризациям, получаем:

$$|\overline{M}|^2 = \frac{(4\pi\alpha)^2}{q^4} l_{\mu\mu'} \overline{U_\nu U_\nu^*} T_{\mu\mu'\nu\nu'} \quad (7)$$

где $l_{\mu\mu'} = \overline{l_\mu l_{\mu'}^*} = 2(k_\mu k_{\mu'}' + k_{\mu'} k_\mu') + q^2 g_{\mu\mu'}$, $\overline{U_\nu U_\nu^*} = \frac{1}{3}(-g_{\nu\nu} + d_\nu d_\nu / M_d^2)$, $T_{\mu\mu'\nu\nu'} = T_{\mu\nu} T_{\mu'\nu'}^*$.

Окончательный вид квадрата полной амплитуды имеет вид:

$$|\overline{M}|^2 = (4\pi\alpha)^2 T_{tot} / (3q^4), \quad (8)$$

где $T_{tot} = l_{\mu\mu'}(-g_{\nu\nu} + d_\nu d_\nu / M_d^2) T_{\mu\mu'\nu\nu'}$. Дифференциальное сечение неупругого рассеяния электронов на дейтроне определим [12]:

$$d\sigma = (2\pi)^4 \frac{|\overline{M}|^2}{4\sqrt{(dk)^2 - m_e^2 M_d^2}} \delta^{(4)}(d + k - k' - p - n) \frac{d^3 k'}{(2\pi)^3 2e'} \frac{d^3 p}{(2\pi)^3 2E_p} \frac{d^3 n}{(2\pi)^3 2E_n}. \quad (9)$$

После интегрирования по $d^3 n$, и dE_p , и воспользовавшись соотношением

$$\int \delta(M_d + \nu - E_p - E_n) = \frac{E_n}{M_d + \nu} \left(1 - \frac{\vec{p}\vec{q}}{\vec{p}^2 M_d + \nu} \right)^{-1}$$

получаем дифференциальное сечение процесса электродезинтеграции дейтрона с регистрацией ер – совпадений:

$$\frac{d^3 \sigma}{de' d\Omega_e d\Omega_p} = \frac{\alpha^2 e}{q^4 e'} \frac{T_{tot}}{3(4\pi)^3 M_d} F, \quad (10)$$

где $F = \frac{\tilde{p}}{M_d + \nu} \left(1 - \frac{\vec{p}\vec{q}}{\vec{p}^2 M_d + \nu} \right)^{-1}$ - фактор отдачи, $\tilde{p} = |\vec{p}|$. Выражение (10) определяет искомое сечение процесса $d(e, e'p)n$.

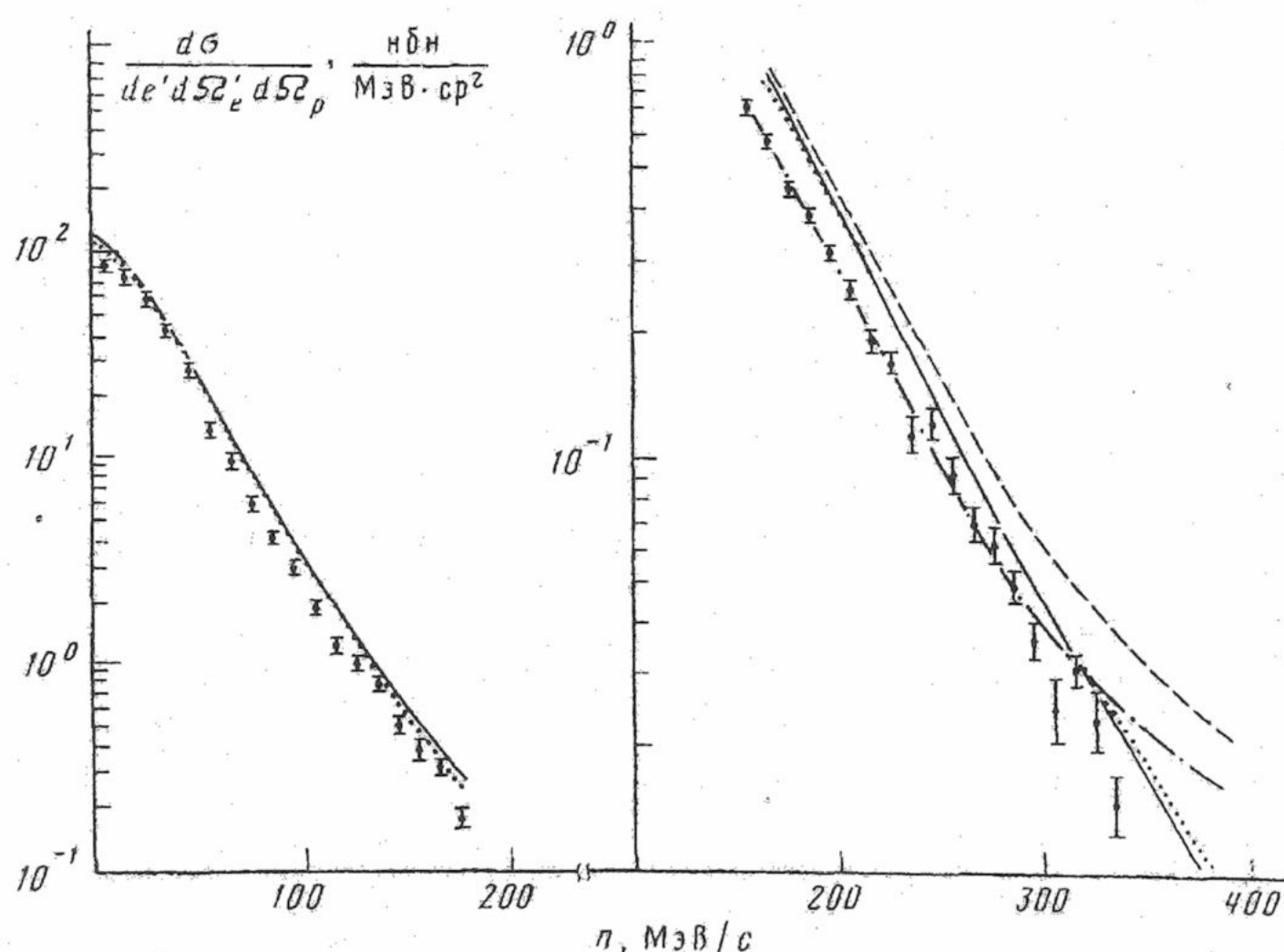


Рис. 2. Эксклюзивные сечения процесса $ed \rightarrow e'pn$.

условия таковы, что сечение в этой области определяется вкладом D – состояния в ВФ дейтрона. Наглядно это иллюстрирует кривая 3, в расчете которой была "выключена" D – волна ($w = 0$). Использование ВФ Холлинда-Махлейда [13] - кривая 2, приводит к значительному перераспределению полюсных и интерференционных вкладов, что дает удовлетворительное описание данных [4]. Отметим, что по настоящее время нет единого мнения в описании третьей кинематики Сакле [4], так как при описании данных [4] разные авторы используют различные представления о механизмах реакции и методах ее описания.

Результаты численных расчетов сечений в кинематических условиях [2] с ВФ [5] с учетом всех полюсов и интерференций с ЭМ током в форме (46) представлены на рис.2 (дважды штрих-пунктирной кривой). Хорошо видна доминирующая роль t – полюса и сильная компенсация остальных полюсов и соответствующих интерференций (сравните со сплошной кривой, которая показывает вклад в сечение лишь t – полюса). Хорошее "насыщение" полного сечения одним лишь t – полюсом (с точностью не превосходящей 20% при больших n).

На рис.3 представлены данные [4]. Кривая I соответствует расчету по формуле (10) с потенциалом [7]. Кинематические

ИССЛЕДОВАНИЕ A_ϕ -АСИММЕТРИИ НА ЛЕГЧАЙШИХ ЯДРАХ

Преимущество РИП при описании процессов электрорасщепления дейтрона наглядно проявляется при рассмотрении таких характеристик, в которых основной вклад определяется интерференцией продольной и поперечной компонент сохраняющегося ядерного тока. Одной из таких характеристик является A_ϕ - асимметрия сечений:

$$A_\phi = [d^3\sigma(\phi=0) - d^3\sigma(\phi=\pi)] / [d^3\sigma(\phi=0) + d^3\sigma(\phi=\pi)], \quad (11)$$

где $d^3\sigma$ - дифференциальное сечение реакции с регистрацией ер - совпадений, ϕ - угол между плоскостями, образованными электронными и адронными импульсами.

Амплитуда ЭМ-процесса на ядре определяется совокупностью диаграмм, удовлетворяющей требованиям сохранения ядерного тока (рис.1). Представляя (10) через структурные функции $\sigma_{U,L,T,I}$:

$$\sigma_{ep} = C \{ \sigma_U + \kappa \sigma_L + \kappa \cos 2\phi \sigma_T + [\kappa(1+\kappa)]^{1/2} \cos \phi \sigma_I \}, \quad (12)$$

где $C = (2\alpha E_2 \cos \vartheta_e / q^2)^2 (-q^2 / 2\bar{q}^2) \kappa^{-1}$, $\alpha = 1/137$, E_2 , ϑ_e - энергия и угол рассеянного электрона, а $\kappa = (1 - \bar{q}^2 / q^2 \tan^2(\vartheta_e/2))^{-1}$ определяет степень линейной поляризации виртуального фотона. Связь структурных функций $\sigma_{U,L,T,I}$ в (4) с $W_{C,T,S,I}$ [15,16] имеет вид

$$\sigma_U = W_T + W_S, \quad \sigma_L = -2q^2 / \bar{q}^2 W_C, \quad \sigma_T = W_S, \quad \sigma_I = (-2q^2 / \bar{q}^2)^{1/2} W_I. \quad (13)$$

Таким образом, согласно (11)-(13) A_ϕ - асимметрия в квазиупругой области определяется только степенью линейной поляризации виртуального фотона и структурой ЭМ-тока:

$$A_\phi = [\kappa(1+\kappa)]^{1/2} \sigma_I / [\sigma_U + \kappa(\sigma_L + \sigma_T)]. \quad (14)$$

Выполним расчеты структурных функций для двух форм ЭМ-тока нуклона (4), получаем универсальное выражение для A_ϕ :

$$A_\phi = a[S(0) - S(\pi)] / [b + a(S(0) - S(\pi))], \quad S(\phi) = 4(pk_1)(pk_2) + q^2 m^2. \quad (15)$$

Рис.3. Сечение процесса $d(e,e'p)n$ [4]

Функция $S(\phi)$ отражает лоренц-ковариантные свойства

A_ϕ - асимметрии, а величины a и b определяются структурой $\gamma^* NN$ - вершины:

$$\begin{aligned} \text{для тока (4a)} \quad a &= F_1^2 + (\tau - x)F_2^2, \quad b = 16m^4 \tau(\tau - x)(F_1 + F_2)^2, \\ \text{для тока (4б)} \quad a &= F_1^2 + \tau F_2^2, \quad b = 16m^4 \tau [\tau(F_1 + F_2)^2 - x(F_1^2 + (\tau - x)F_2^2)]. \end{aligned} \quad (16)$$

Переменные $\tau = -q^2 / 4m^2$ и $x = (m^2 - p'^2) / 4m^2$ определяют сход с массовой оболочки для фотонов и нуклонов соответственно. Согласно (15), (16) при $\tau \gg x$ величина A_ϕ не зависит от формы ЭМ-тока, но при $\tau \sim x$ эта зависимость может быть существенной.

На рис. 4 результаты расчетов A_ϕ - асимметрии по формулам (15), (16) для двух форм ЭМ-тока (4) показаны сплошными кривыми 1 и 2 соответственно.

Высокая чувствительность A_ϕ к механизмам реакции при $p_{\text{mis}} \leq m$ в зависимости от угла протона в системе центра инерции (с.ц.и.) $\theta_p^{\text{с.ц.и.}}$ наблюдается также в расчетах асимметрии для реакций ${}^3\text{He}(e,e'p){}^2\text{H}$ и ${}^4\text{He}(e,e'p){}^3\text{H}$. Результаты расчетов на основе диаграмм (рис. 1) изображены на рис. 5 сплошными кривыми, тогда как точечные кривые соответствуют учету лишь диаграмм с протонным полюсом. Расчеты без контактных амплитуд показаны штрихами. Из рис. 5 видим, что и в случае ядер ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$ точное сохранение ЭМ-тока в расчетах A_ϕ - асимметрии исключительно важно. В реакции ${}^3\text{H}(e,e'p){}^2\text{H}$ дополнительно к совокупности диаграмм рис. 1 учитывались механизмы образования дейтрона из ортогональных ему состояний - несвязанных пр - пар [17] (полный расчет - штрихпунктирная кривая на рис. 5). При фиксированной поляризации γ^* - кванта в интервале углов $0 < \theta_p^{\text{с.ц.и.}} < 50^\circ$ в полных расчетах с сохраняющимися токами также наблюдается скейлинговое поведение A_ϕ (ср. кривую 3 на рис. 4 и сплошные кривые на рис. 5).

Итак, измерения A_ϕ – асимметрии на легчайших ядрах в области скейлинга ($x_F \sim 1$, $p_{mis}/m \ll 1$ и

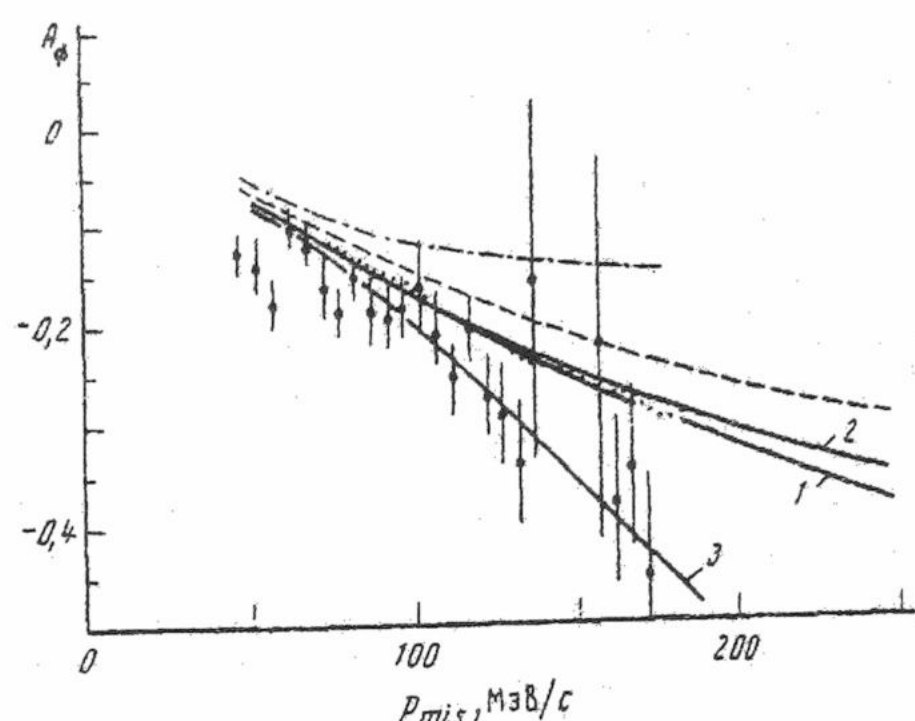


Рис. 4. A_ϕ – асимметрия сечений $^2\text{H}(e, e'p)n$ в зависимости от p_{mis} , в условиях кинематики NIKHEF [18]. Кривые 1 и 2 – ковариантные расчеты по скейлинговой формуле (15) для токов (4), штриховая кривая – ковариантный расчет по формуле (14); точечная и штрихпунктирная кривые – релятивистский и нерелятивистский расчеты [18]; кривая 3 – ковариантный расчет с точно сохраняющимся током. ● – экспериментальные данные [18]

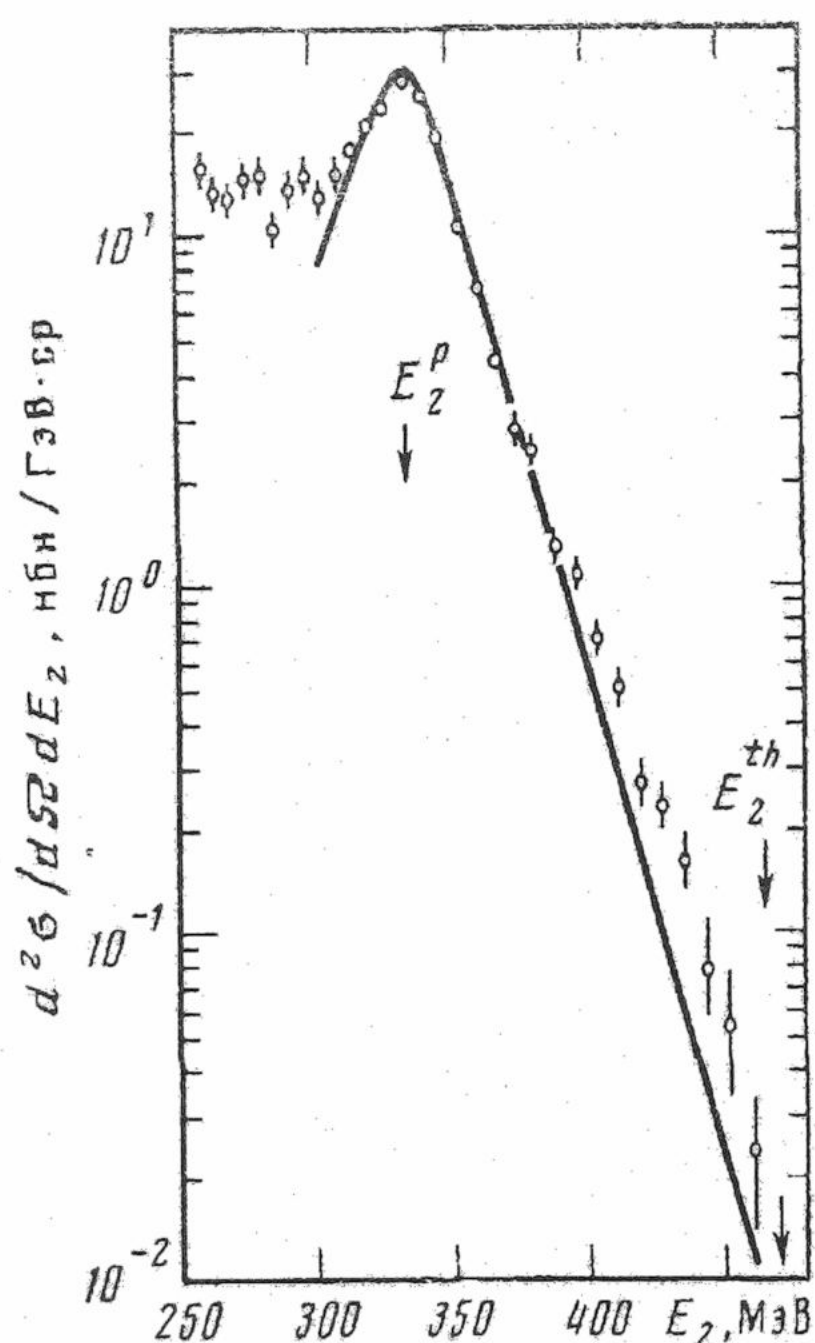


Рис. 6. Инклюзивный спектр электродезинтеграции дейтрона. Сплошная кривая – релятивистский расчет. Стрелками показаны положения порога процесса и пика упругого рассеяния на протоне $E_1 = 779$ МэВ, $\theta = 127^\circ$, $q_{th}^2 = 1,164$ ГэВ²

$\theta_p^{c.m.} < 50^\circ$) можно использовать для изучения релятивистских эффектов, структуры off-shell γNN – вершин и контактных взаимодействий фотонов с ядрами, а экспериментальные данные при $\theta_p^{c.m.} > 50^\circ$

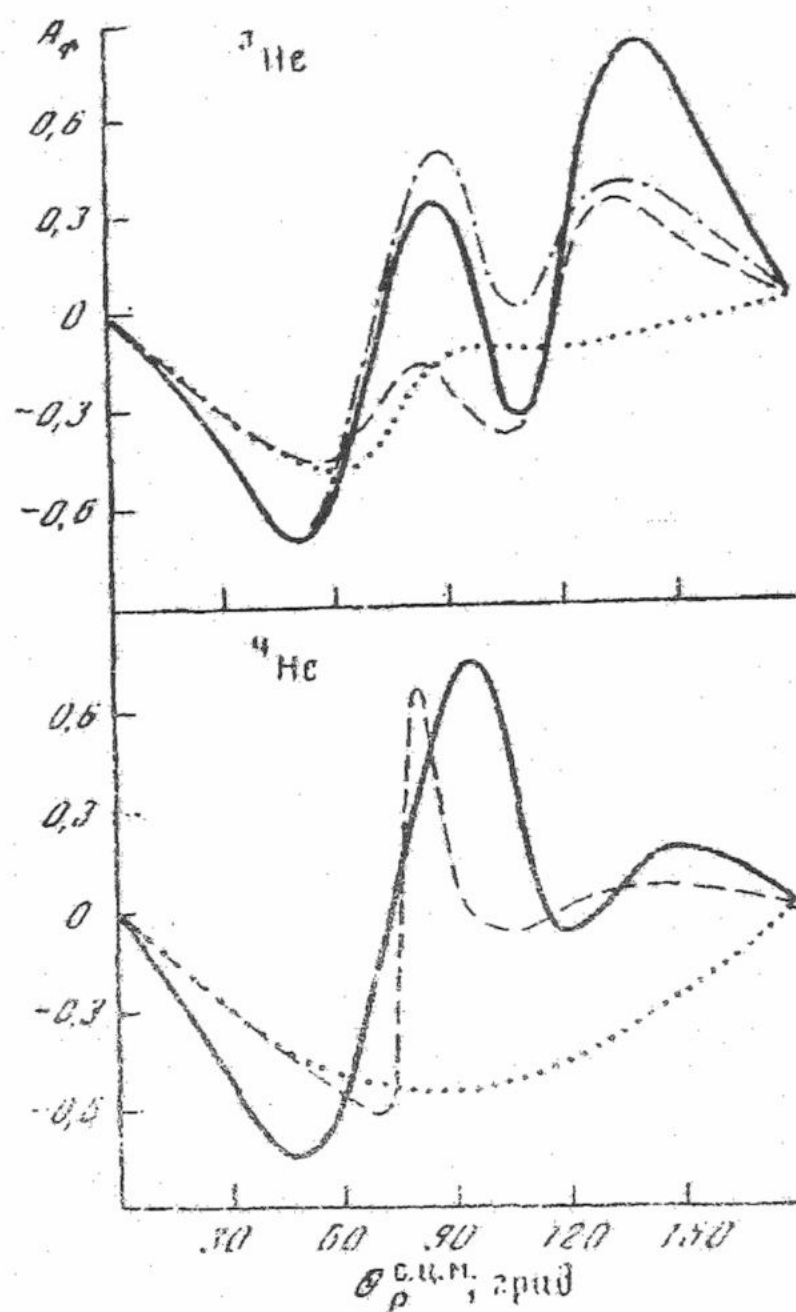


Рис. 5. A_ϕ – асимметрия как функция $\theta_p^{c.m.}$ для процессов $^3\text{He}(e, e'p)^2\text{H}$ и $^4\text{He}(e, e'p)^3\text{H}$ при $E_1 = 0,5$ ГэВ, $\theta_e = 60^\circ$, $E_2 = 0,391$ и $E_2 = 0,377$ ГэВ соответственно. Точечные кривые – расчеты на основе диаграммы с протонным полюсом, штриховые – расчеты с учетом первых трех полюсных диаграмм рис. 1, сплошные – расчеты с точно сохраняющимися ядерными токами на основе всех диаграмм рис. 1, штрихпунктирная – расчет на основе всех диаграмм рис. 1 с дополнительным учетом вкладов несвязанных пр – пар

могут служить источником информации о механизмах реакций и внутриядерной динамики.

Выражения (1)-(2) позволяют также рассчитывать сечения квазиупругих инклюзивных процессов рис. 1. Проинтегрировав (10) по телесному углу образовавшегося протона получим сечение инклюзивных спектров $d^2\sigma/d\Omega_e' de'$:

$$d^2\sigma/d\Omega_e' de' = \sigma_M |\bar{q}|^{-1} \{W_2^{(d)}(q^2, \nu) + 2 \tan^2(\theta/2) W_1^{(d)}(q^2, \nu)\}, \quad (17)$$

где σ_M – сечение Мотта, $\nu = qd/M$, d и q – импульсы дейтрона и виртуального фотона ($d^2 = M^2$, $Q^2 = -q^2 > 0$), e' – энергия рассеянного электрона, $W_{1,2}^{(d)}$ – структурные функции.

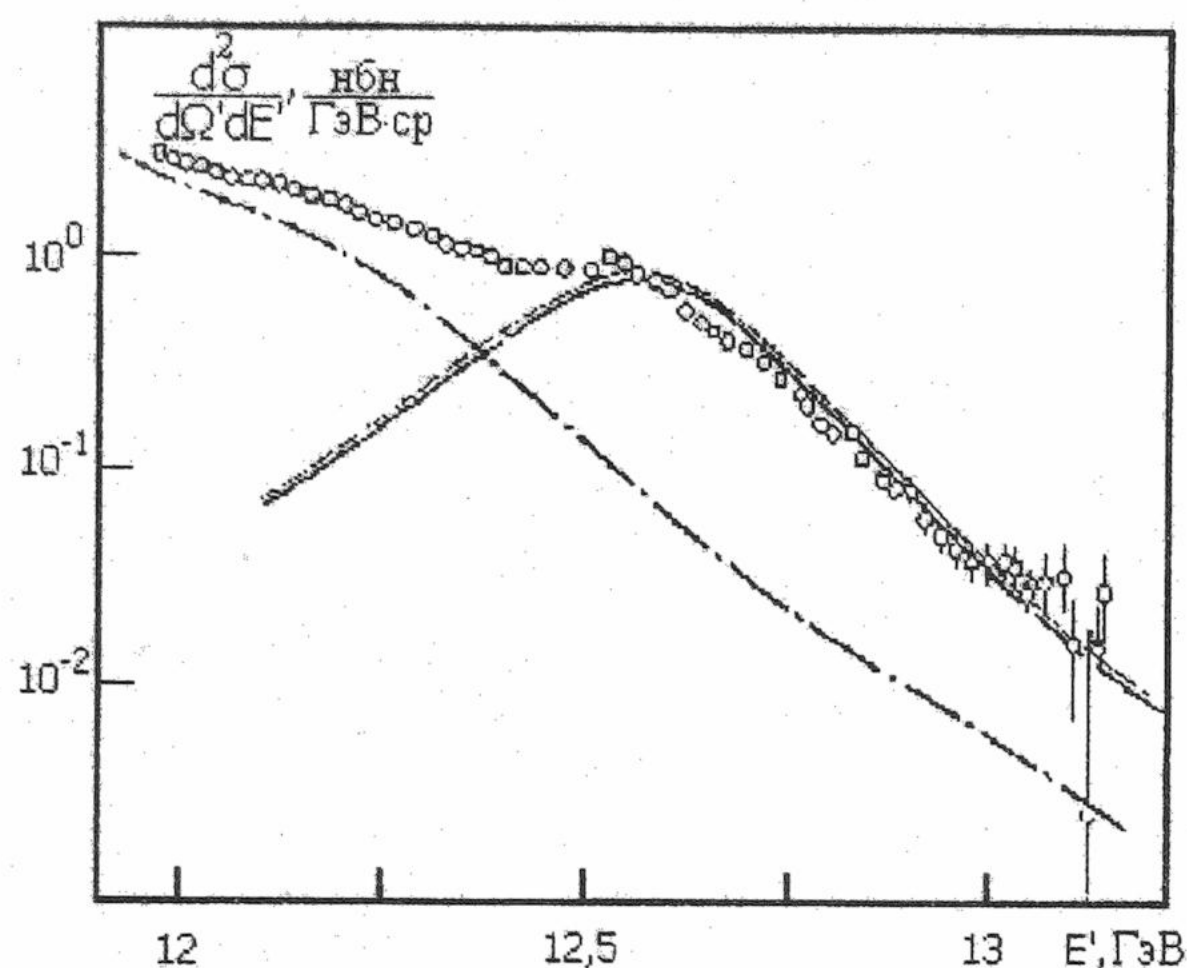


Рис. 7. То же что и на рис. 6. Штрихпунктирная линия - вклад неупругих каналов. Эксперимент- SLAC [20-24] ($E = 15,742$ ГэВ; $\theta_e = 10^\circ$). $Q^2 = 6$ (ГэВ/с)²

исследовании инклюзивных спектров электрорасщепления как дейтрона, так и других легчайших ядер.

В качестве иллюстрации использования формулы (17) приведем сечения $d^2\sigma/d\Omega'_e de'$ при различных Q^2 в кинематических условиях Харькова [19] ($e = 0,779$ ГэВ; $\theta_e = 127^\circ$) и SLAC [20] ($e = 15,742$ ГэВ; $\theta_e = 10^\circ$). Результаты численных расчетов представлены на рис. 6 и 7. Сплошная кривая - расчет с ЭМ формфакторами.

В заключение отметим, что лоренц-ковариантность теории и точное сохранение ЭМ ядерного тока очень важны при описании как эксклюзивных, так и инклюзивных спектров, а так же в расчетах различных характеристик при исследовании любых поляризационных явлений, обусловленных интерференционными вкладами продольных и поперечных компонент ЭМ-тока. Следует отметить, что использование матричного элемента в виде (1)-(2), отвечающего релятивистскому импульсному приближению открывает также возможность заново пересмотреть ряд скейлинговых свойств при

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Антуфьев Ю. П. и др. // ЯФ.- 1977.- Т. 25.- № 6.- С. 1123-1124.
2. Bernheim M., Bussiere A., Mougy J. et al. // Nucl. Phys.- 1981.- Vol. A365.- № 3.- P. 349-370.
3. Кириченко И.К. // Вісник ХНУ, серія фізична «Ядра, частинки, поля».- № 481.- Вип. 2/10/- С.3-12.
4. Turk-Chieze S., Barrean P., Bernheim M. et al. // Rapport 12/1983-DPH-N.- Saclay.- № 2.-P 114.
5. Buck W. W., Gross F. // Phys. Rev.- 1979.- Vol. D20.- № 9.- P. 2361-2379.
6. Reid R. V. // Ann. Phys.- 1968.- Vol. 50.- P. 411-448.
7. Lacombe M., Loiseau B., Vinhman R. et al. // Phys. Lett.- 1981.- Vol. B101.- № 3.- P. 139-140.
8. Blankenbecler R., Cook L. // Phys. Rev.- 1960.- Vol. 119.- № 5.- P. 1745-1752.
9. Ахиезер А. И., Рекало М. П. Электродинамика адронов.- Киев: Наук. думка, 1977.- 505с.
10. Fernandez-Pacheco A., Griofols J. A., Schmidt I. A. // Nucl. Phys.- 1979.- Vol. B151.- P. 518-558.
11. Gari M., Hyuga H. // Nucl. Phys.- 1976.- Vol. A264.- P. 455-483.
12. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1980.-623с.
13. Holinde K., Machleidt R. // Nucl. Phys.- 1976.- Vol. A256.- P. 479-508.
14. Pollock S., Naus H.W., Koch J.H. // Phys. Rev. C.-1996.-V.53,№5.-P. 2304-2308.
15. De Forest T. // Nucl. Phys.- 1983.- Vol. A392.- P. 232-248.
16. Mougey J., Bernheim M., Bussiere A. et al. // Nucl. Phys.- 1976.- Vol. A262.- P. 461-492.
17. Нагорный С.И. и др. // ЯФ, том 55, вып. 9, 1992, с.2385-2407.
18. Van der Schaar M. et al. // Phys. Rev. Lett. 1992.- Vol. 68.- P. 776.
19. Титов Ю. И. и др. // Письма в ЖЭТФ.- 1984.- Т. 39.-С. 498-501.
20. Rock S. et al // Preprint SLAC-PUB-2949.- 1982.
21. Нагорный С.И. и др.// ЯФ. 1984. Т. 40. Вып. 4(10). С.907-914.
22. Нагорный С.И. и др.// ЯФ. 1984. Т. 40. Вып. 5(11). С.1184-1193.
23. Нагорный С.И. и др.// Релят. эф-ты в неупр. эл.магн. процессах на дейтроне. Обзор. М.: ЦНИИатоминформ. 1986 70с.
24. Инопин Е. В. и др. Неупр. эл.магн. процессы в теории на гип.пов-ти.// Препринт ДонФТИ-8(103)-85. 1985. Донецк. 58с.

17327618

RELATIVISTIC DESCRIPTION ELECTRODISINTEGRATION OF A DEUTERON**I.K. Kirichenko***Ukraine Engineer-Pedagogical Academy,
61003, Ukraine, Kharkov, street. University 16,*

On the bases of requirement of covariance and conservation total of electromagnetic nuclear current carry out the analyzes the processes of the electrodisintegration of deuteron to be discuss. Consequence from Lorenz covariance and nuclear current conservation are descried in calculation of the A_ϕ – asymmetry of $(e, e'p)$ – cross sections on few-nucleon systems. The advantage of the-method is exemplified by deuteron exclusive disintegration in the quasielastic region.

KEY WORDS: momentum distribution, factorization cross-sections, electrodisintegration, deuteron.

УДК 539.172.2:539.124.17

МАГНИТНЫЙ РАДИУС ДЕЙТРОНА

А.В. Афанасьев, В.Д. Афанасьев,
В.И. Боцман, С.В. Трубников

Лаборатория ядерной физики, физико-технический факультет
Харьковский национальный университет, пл.Свободы, 4, г.Харьков, 61077, Украина
Поступила в редакцию 9 июня 2000 г.

Вычислен среднеквадратичный радиус распределения магнитного момента в дейтроне r_{Md} для некоторых реалистических моделей NN -взаимодействия. Для Парижского потенциала получено значение $r_{Md} = 2.312 \pm 0.010$ fm. Исследуется зависимость r_{Md} от выбора модели NN - взаимодействия, релятивистских эффектов и мезонных обменных токов. Определена также экспериментальная величина r_{Md} . Отмечается необходимость новых точных измерений магнитного формфактора дейтрона при малых Q^2 .

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: магнитный формфактор дейтрона, NM – потенциал, магнитный радиус, релятивистские поправки.

Среднеквадратичный радиус (СКР) r_{Md} пространственного распределения магнитного момента в дейтроне определяется обычным образом:

$$r_{Md}^2 \equiv \langle r_{Md}^2 \rangle = \left[-\frac{6G_{Md}'(Q^2=0)}{G_{Md}(Q^2=0)} \right]^{1/2} = \left[-\frac{3G_{Md}'(0)}{\mu_d} \right]^{1/2} \quad (1)$$

где $G_{Md}(Q^2)$ – магнитный формфактор дейтрона (МФФД), Q^2 – модуль квадрата 4-х - мерного переданного импульса, а μ_d – магнитный момент дейтрона. Магнитный радиус дейтрона r_{Md} является независимой статической характеристикой дейтрона, которая обязательно должна быть простым образом (как в случае нуклона) связана с его зарядовым радиусом r_{Cd} . Действительно, если предположить, что масштабное соотношение для нуклонных ФФ

$$G_{Ep}(Q^2) = \frac{G_{Mp}(Q^2)}{\mu_p} = \frac{G_{Mn}(Q^2)}{\mu_n} \quad (2)$$

справедливо и для очень малых значений Q^2 (а у нас есть серьезные причины как экспериментальные, так и теоретические, чтобы это утверждать), то из (2) непосредственно следует соотношение для трех нуклонных радиусов

$$\langle r_{Ep}^2 \rangle = \langle r_{Mp}^2 \rangle = \langle r_{Mn}^2 \rangle, \quad (3)$$

то есть зарядовый и магнитный радиусы протона совпадают. В случае дейтрона теоретическое обоснование аналогичного масштабного соотношения между зарядовым и магнитным формфакторами отсутствует, так что r_{Cd} и r_{Md} должны вычисляться независимо.

Обсудим вначале r_{Md} , получаемый из экспериментальных данных. Величина r_{Md} может быть найдена из аппроксимации магнитного формфактора, измеренного при малых Q^2 , полиномом степени n :

$$G_{Md} = 2\mu_d \left[1 - \frac{1}{6} \langle r_{Md}^2 \rangle Q^2 + \sum_{i=2}^n a_i Q^{2i} \right] \quad (4)$$

Результаты измерений $G_{Md}(Q^2)$ при $Q^2 \leq 1$ fm⁻² приведены в работах [1-4]. Полученное из (4) путем фитирования экспериментальных данных значение r_{Md} равно

$$r_{Md} = 1.90 \pm 0.14 \text{ fm} \quad (5)$$

Отметим, что зарядовый радиус дейтрона, определенный из экспериментов по упругому ed -рассеянию, находится с гораздо лучшей точностью, чем r_{Md} в (5). Непосредственный анализ [5] экспериментальных данных дает следующий результат:

$$r_{Cd} = 2.09 \pm 0.03 \text{ fm}. \quad (6)$$

Сравнивая (5) и (6), приходим к выводу, что магнитный и зарядовый радиусы дейтрона в пределах ошибок совпадают друг с другом:

$$r_{Md} \approx r_{Cd},$$

однако точность, с которой найдена r_{Md} , оставляет желать лучшего (что является следствием низкой точности и малочисленности соответствующих экспериментальных данных).

Обратимся теперь к теоретическому вычислению r_{Md} . Обычно приводимая в литературе¹⁾ формула для МФФД в нерелятивистском импульсном приближении (НРИП) имеет вид:

$$G_{Md}(Q^2) = \frac{M_d}{M} \left[2G_{MN}^S(Q^2) \cdot C_S(Q^2) + G_{EN}^S(Q^2) \cdot C_L(Q^2) \right], \quad (7)$$

где

$$C_S(Q^2) = \int_0^\infty \left[u^2(r) - \frac{1}{2} w^2(r) \right] j_0\left(\frac{1}{2} Qr\right) + \frac{1}{\sqrt{2}} w(r) \left[u(r) + \frac{1}{\sqrt{2}} w(r) \right] j_2\left(\frac{1}{2} Qr\right) dr,$$

$$C_L(Q^2) = \frac{3}{2} \int_0^\infty w^2 \left[j_0\left(\frac{1}{2} Qr\right) + j_2\left(\frac{1}{2} Qr\right) \right] dr.$$

В уравнении (7) $u(r)$ и $w(r)$ - радиальные S, D -волновые функции дейтрона, $j_{0,2}$ - сферические функции Бесселя; $G_N^S \equiv \frac{1}{2}(G_p + G_n)$ - изоскалярные нуклонные ФФ; M_d, M - массы дейтрона и нуклона. Из уравнений (1) и (7) получаем

$$\begin{aligned} \langle r_{Md}^2 \rangle = & \frac{1}{\mu_d} \cdot \{ \langle r_{Mp}^2 \rangle + \langle r_{Mn}^2 \rangle \} \cdot \left(1 - \frac{3}{2} P_d \right) + \\ & + (\mu_n + \mu_p) \cdot \int_0^\infty \left(\frac{1}{4} u^2 - \frac{1}{10\sqrt{2}} u \cdot w - \frac{7}{40} w^2 \right) r^2 \cdot dr + \\ & + \frac{3}{4} P_d \cdot \{ \langle r_{Ep}^2 \rangle + \langle r_{En}^2 \rangle \} + \frac{9}{80} \int_0^\infty w^2 \cdot r^2 dr \}, \end{aligned} \quad (8)$$

где, как обычно, $P_d = \int_0^\infty w^2(r) dr$.

Результаты вычислений r_{Md} с помощью уравнения (8) представлены в третьем столбце Таблицы для некоторых реалистических волновых функций дейтрона (соответствующие потенциалы NN взаимодействия указаны в первом столбце). Из-за недостатка экспериментальной информации о магнитных радиусах протона и, в особенности, нейтрона, использовалось уравнение (2). Для зарядовых радиусов протона и нейтрона мы использовали хорошо известные экспериментальные величины

$$\langle r_{Ep}^2 \rangle = 0.862 \pm 0.012 \text{ fm}^2 \quad \text{и} \quad \langle r_{En}^2 \rangle = -0.1194 \pm 0.0018 \text{ fm}^2.$$

Оценим теперь поправки к r_{Md} , возникающие вследствие релятивистских эффектов (РЭ) и мезонных обменных токов (ОМТ). Поскольку известно, что при $Q^2 \rightarrow 0$ функции, описывающие вклады РЭ и ОМТ, являются малыми и достаточно гладкими, то естественно ожидать, что их первые производные не дадут значительного вклада в r_{Md} .

Например, в рамках формализма [11] формула для МФФД имеет вид²⁾

¹⁾ У нас имеются некоторые замечания по поводу корректности формулы (7) и мы планируем обсудить их отдельно. Возможная модификация уравнения (7), однако, не повлияет на интересующие нас результаты расчета в статическом пределе $Q^2 \rightarrow 0$.

$$G_{Md} = \frac{M_d}{M} \left[\frac{2G_{MN}^S}{\sqrt{1+\tau}} \cdot C_s + \left(G_{EN}^S + \frac{\tau}{1+\sqrt{1+\tau}} G_{MN}^S \right) \cdot \frac{C}{1+\tau} \right], \quad (9)$$

где

$$C = C_L + C_1,$$

$$C_1 = \frac{9}{2} \int_0^\infty dr \cdot w^2(r) \cdot \frac{1}{Qr} \int_0^{Qr/2} j_2(\alpha) d\alpha,$$

$$\tau = Q^2 / 4M^2,$$

а другие обозначения были определены в (7). РЭ в уравнении (9) является поправкой типа Дарвина-Фолди (DF) (множитель $1/\sqrt{1+\tau}$), остальное обусловлено ядерным движением (NM) в дейтроне. Из (9) получим

$$\langle r_{Md}^2 \rangle = \langle r_{Md}^2 \rangle_{NRIA} + \langle \Delta r_{Md}^2 \rangle_{RE}, \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \langle \Delta r_{Md}^2 \rangle_{RE} &= \langle \Delta r_{Md}^2 \rangle_{DF} + \langle \Delta r_{Md}^2 \rangle_{NM} = \\ &= \frac{3}{4M^2} - \frac{9}{16M^2} \cdot p_d \left(\frac{\mu_n + \mu_p + 2}{\mu_d} \right), \end{aligned}$$

первое слагаемое в (10) дается формулой (8). Вклады РЭ (RE) в величину r_{Md} представлены в четвертом столбце Таблицы.

Таблица. Магнитный радиус дейтрона r_{Md} (фм)

NN потенциал	P_d (%)	Нерелятивистский r_{Md}	с релятивистскими поправками
Bonn [6]	4.25	2.346 ± 0.010^a	2.353 ± 0.010
Paris [7]	5.77	2.312	2.318
Nijmegen [8]	5.92	2.314	2.321
Reid (RSC) [9] ^b	6.46	2.295	2.302
Moscow State University [10]	6.74	2.292	2.299
Экспериментальная величина $r_{Md} = 1.90 \pm 0.14$ фм			

^a Погрешности во всех других значениях радиусов, возникающие вследствие неопределенности в экспериментальных значениях нуклонных радиусов, совпадают с указанной

^b Для потенциала Рэйда, например, учет ОМТ приводит к результату $r_{Md} = 2.305 \pm 0.010$ фм

Что касается учета ОМТ, то хорошо известно, что общий формализм, описывающий эти эффекты, довольно сложен. Однако для оценок мы можем воспользоваться простой параметризацией вклада ОМТ (MEC) в G_{Md} при малых Q^2 , полученной в [12]:

$$(\Delta G_{Md})_{MEC} = \beta_1 e^{-\alpha_1 Q^2}. \quad (11)$$

Таким образом, поправка к r_{Md} имеет вид

²⁾ Наши расчеты показали, что релятивистская формула для G_{Md} в [11] содержит некоторые неточности, которые исправлены в (9).

$$(\Delta r_{Md}^2)_{MEC} = 3 \frac{\alpha_1 \beta_1}{\mu_d}.$$

Для потенциала Рейда с мягким кором (RSC) $\beta_1 = 0.0288$ и $\alpha_1 = 0.16 \text{ фм}^2$. Результат также представлен в названной Таблице.

Несомненно, мы могли бы более точно учесть вклады РЭ и ОМТ, но для этого требуются более веские основания, так как эти поправки достаточно малы.

Основной результат можно сформулировать так: с нашей точки зрения согласие между рассчитанными теоретическими и экспериментальной величиной r_{Md} является неудовлетворительным.

Обсудим это более детально. Мы полагаем, что теоретические вычисления r_{Md} являются достаточно надежными. Главный вклад в r_{Md} дают второй и первый слагаемые в (8). Вклады двух последних слагаемых и других (дополнительных к НРИП) степеней свободы сравнимы между собой и малы. Таким образом, теоретическое значение r_{Md} зависит главным образом от веса D -состояния в дейтроне и от магнитных радиусов нейтрона и протона. В частности, даже незначительные отклонения от масштабного соотношения (уравнения (2),(3)) могут приводить к вариациям в r_{Md} , которые будут сравнимы с вариациями p_d . Поэтому было бы чрезвычайно интересно получить магнитный радиус нейтрона r_{Mn}^2 непосредственно из экспериментов по рассеянию нейтронов на электронах (как это было сделано при измерении $\langle r_{En}^2 \rangle$ в экспериментах по рассеянию тепловых нейтронов на атомных электронах). Таким образом, после того как будут получены надежные экспериментальные величины r_{Mp} и r_{Mn} выбор наиболее предпочтительной теоретической величины r_{Md} будет целиком зависеть от выбора наиболее достоверного значения p_d .

Прокомментируем теперь статус определения экспериментальной величины r_{Md} . В настоящее время состояние экспериментов по упругому ed -рассеянию при малых Q^2 и больших углах $\Theta_e \approx 180^\circ$ таково, что крайне трудно извлечь r_{Md} с желаемой (по меньшей мере как в уравнении (6)) точностью. В самом деле, при малых Q^2 имеются только пять экспериментальных значений G_{Md} [1-4]. Эти измерения были выполнены на старом поколении электронных ускорителей, экспериментальные ошибки в $G_{Md}(Q^2)$ велики. Для сравнения заметим, что при определении зарядового радиуса дейтрона использовалось приблизительно двадцать экспериментальных точек, более того, продольная часть $A(Q^2)$ сечения упругого ed -рассеяния была измерена при малых Q^2 с высокой точностью. Таким образом, для определения r_{Md} необходимо иметь новые точные детальные измерения $G_{Md}(Q^2 \rightarrow 0)$. Такие уточненные (по сравнению с (5)) экспериментальные величины r_{Md} были бы полезны при рассмотрении следующих вопросов. Во-первых, для включения r_{Md} в стандартный набор статических характеристик дейтрона, вычисляемых при исследовании любой реалистической модели NN -взаимодействия. Во-вторых, знание точной величины r_{Md} необходимо при вычислении сверхтонкого расщепления электронных уровней в дейтерии (поправки, связанные с конечными размерами пространственного распределения магнитного момента дейтрона, см, например, в [13]). Сверхтонкое расщепление является хорошим примером пересечения физики высоких и низких энергий. В принципе, мы могли бы обратить проблему и попытаться извлечь r_{Md} из экспериментальных данных по расщеплению S -уровня в дейтерии. Наконец, r_{Md} будет оставаться основным источником информации о магнитном радиусе нейтрона до тех пор, пока не будут реализованы прямые измерения этой величины в экспериментах по нерассеянию.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Goldemberg J., Schaerf C. // Phys. Rev. 1964. V. 12. P.298.
2. Grossetete B., Drickey D., Lehmann P. // Phys. Rev. 1966. V. 141. P. 1425.
3. Ganichot D., Grossetete B., Isabelle D.B. // Nucl. Phys. 1972. A178. P.545.
4. Jones E.C., Bendel Jr., W.L., Fagg L.W. and Lindgren R.A. // Phys. Rev. 1980. C21. P.1162.
5. Космин П.Л., Трубином С.В. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1984.т. 48. С.872.
6. Machleidt R. // preprint TPI-PP-83-128, Canada, 1983.
7. Lacombe M., Loiseau B., Richard J.M. // Phys. Rev. 1980. C21. P. 861.
8. Nagels M.M., Rijken T.A., J.de Swart J. // Phys. Rev. 1975. D12. P. 744.
9. Reid R.V. // Ann. Phys.(N.Y.) 1968. V.50. P.411.
10. Kukulín V. I., Pomerantsev V. N. // Progress of Theor. Phys. 1992. V. 88. P.159.
11. Gourdin M. // Nuovo Cim. 1963. V.28. P.533.; 1964. V. 32. P. 493 ; 1965. V.35 P.1105.
12. Lomon E. // Ann. of Phys. 1980. V.125. P.309.
13. Azam S. // Phys. Rev. 1987. C35. P.1132.

THE MAGNETIC RADIUS OF THE DEUTERON**A.V. Afanas'ev, V.D. Afanas'ev, V.I. Botsman, S.V. Trubnikov***Laboratory of nuclear physics, physics and technical department
Kharkov National University, Svobody sq., 4, Kharkov, 61077, Ukraine*

Received 9 June 2000

The root-mean-square radius of distribution of a magnetic moment in a deuteron r_{Md} for some realistic models of NN -interaction is calculated. For a Paris potential the significance $r_{Md} = 2.312 \pm 0.010 \text{ fm}$ obtained. The dependence r_{Md} on choice of a model NN - interaction, relativistic effects and meson exchange currents is investigated. The experimental magnitude is certain r_{Md} also. The necessity of new point measurements of a magnetic form-factor of a deuteron for want of small is Q^2 marked.

KEY WORDS: magnetic deuteron form factor, NN potential, magnetic radius, relativistic corrections.

УДК 530.145

О ВОЗМОЖНОСТИ ДЕТЕРМИНИСТСКОГО ОБОСНОВАНИЯ КВАНТОВОЙ МЕХАНИКИ

Г.К. Хомяков

*Национальный Научный Центр, Харьковский физико-технический институт
(61108 Харьков, ул. Академическая 1, Украина)*

Поступила в редакцию 25 июля 2000 г.

Обсуждается принципиальная возможность построения единой детерминистской схемы классической и квантовой механики, сохраняющей достижения каждой из них. Показано, что каноническая система обыкновенных дифференциальных уравнений классической механики Гамильтона может быть дополнена векторной системой обыкновенных дифференциальных уравнений для переменной квантования. Эта система оказывается однозначно связанной с тензорной системой базовых уравнений в частных производных, аффинный инвариант (шпур) которой совпадает со стационарным уравнением Шредингера. Отбор классических траекторий, соответствующих стационарным состояниям производится с помощью аналога правила Бора-Зоммерфельда. Рассматривается нерелятивистский случай движения частицы с нулевым спином.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: базовые уравнения, квантование, траектории, стационарные состояния

Создание квантовой механики можно без преувеличения назвать величайшим достижением человеческой мысли в XX веке [1]. Предсказания, делаемые с применением квантовой механики в различных отраслях естественных наук с блеском подтверждаются в экспериментах. Квантовая механика в формулировке Гейзенберга-Шредингера (КМГШ) дает общий метод вычисления спектральных термов большого числа атомных и молекулярных систем, колебательных и вращательных спектров, рентгеновских спектров, нормального эффекта Зеемана, кроме того, позволяет описывать многоэлектронные системы, охватывает случай малых квантовых чисел, рассеяние. В то же время, однако, в КМГШ теряется детальное описание движения в ньютоновском пространстве-времени, а статистическая интерпретация предсказаний является неизбежной [2]. В связи с этим (и по причинам многочисленных парадоксов) многие физики считают, что КМГШ является просто измененным вариантом статистической механики, в котором законы КМГШ накладывают некоторые ограничения на возможные одновременно наблюдаемые распределения вероятностей различных физических величин, а также дают дифференциальные уравнения, интегрируя которые можно найти изменение этих распределений со временем [3]. Однако такое описание, по их мнению, неизбежно является неполным. Поэтому поиск формулировок квантовой механики с полным описанием движения представляется если не неизбежным, то по крайней мере желательным. Существенной трудностью при этом является сохранение огромного числа достижений КМГШ.

Ниже мы покажем, что используя математический аппарат классической механики можно построить единую детерминистскую схему классической и квантовой механики, сохраняющую "прозрачность" описания явлений в ньютоновском пространстве-времени и предсказательную силу КМГШ.

БАЗОВАЯ СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ

В предлагаемом формализме динамика частицы описывается в рамках классической механики. Поскольку мы будем сравнивать уравнения классической механики с уравнением Шредингера, то для дальнейших рассуждений наиболее удобно воспользоваться уравнением в частных производных Гамильтона-Якоби $\partial S / \partial t = -H(\vec{r}, \vec{p}, t)$, где S - главная функция Гамильтона (действие), t - время, H - гамильтониан системы, $\vec{r}$ - вектор положения частицы, $\vec{p} = \vec{\nabla} S$ - ее импульс. Кроме того, рассмотрение будет касаться случаев, когда H не зависит явно от времени. Поэтому $S(\vec{r}, \alpha, t) = W(\vec{r}, \alpha, E) - Et$, где α - совокупность параметров, фиксирующих состояние частицы при $t = 0$. Соответственно для характеристической функции Гамильтона W (укороченное действие) имеем уравнение

$$H(\vec{r}, \vec{\nabla} W) = E, \quad (1)$$

где

$$\vec{\nabla} W = \vec{p} \quad (2)$$

есть кинетический импульс частицы, а E ее энергия [4].

Условия квантования для уравнений (1) и (2) задаем с помощью тензорной системы дифференциальных уравнений в частных производных для переменной квантования Z :

$$-\hbar^2 \nabla_i \nabla_j Z = p_i p_j Z, \quad Z = Z(\vec{r}, \delta), \quad i, j = x, y, z, \quad (3)$$

где δ - совокупность параметров, фиксирующих функцию Z при $t = 0$.

Операторы в правой и левой частях (3) являются симметричными аффинными ортогональными тензорами, а Z - функцией - скаляром. Поэтому система уравнений (3) обладает необходимыми трансформационными свойствами, которые диктуются такими свойствами пространства, как однородность и изотропия (напомним, что рассматривается нерелятивистский случай).

Важнейшим свойством системы (3) является ее однозначная совместимость со стационарным уравнением Шредингера. Действительно, в одномерном случае, когда $E = p^2 / 2m + V(x)$, уравнение (3) есть просто одномерное уравнение Шредингера. В трехмерном случае Sp (след) уравнения (3) дает для одной частицы $-\hbar^2 \Delta Z = (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)Z = \bar{p}^2 Z$, где Δ - лапласиан. Если учесть, что $E = \bar{p}^2 / 2m + V(\vec{r})$, то для функции Z получаем трехмерное стационарное уравнение Шредингера:

$$(-\hbar^2 \Delta / 2m + V)Z = EZ. \quad (4)$$

Выбор базового уравнения в виде (3), для которого уравнение Шредингера является аффинным инвариантом позволяет сохранить шредингеровские собственные значения энергии.

Симметричность тензоров системы (3) означает, что имеется 6 независимых уравнений. Требование выполнения условия (4) оставляет независимыми только 3 из них.

Если γ - подмножество параметров δ , остающихся свободными при выполнении условия (4), то в силу однородности уравнений (3) и (4), волновая функция уравнения Шредингера может быть представлена через $Z(\vec{r}, \gamma)$ и некоторую амплитуду распределения $\rho(\gamma)$:

$$\Psi(\vec{r}) = \int \rho(\gamma) Z(\vec{r}, \gamma) d\gamma. \quad (5)$$

Поэтому в предлагаемой схеме $\Psi(\vec{r})$ описывает ансамбль частиц. В этом смысле Ψ это шредингеровская волновая функция, а Z - волновая функция, характеризующая движение одной частицы. Естественно потребовать, чтобы для стационарных состояний функция Z удовлетворяла таким же граничным условиям конечности, непрерывности и однозначности, каким удовлетворяет шредингеровская волновая функция Ψ .

По аналогии с теорией упругих сред, где след тензора упругих напряжений ответствен за всестороннее сжатие и тем самым за плотность, можно предположить, что Ψ соответствует некоторой амплитуде плотности. Тогда $|\Psi(\vec{r})|^2$ соответствует плотности вероятности найти частицу в точке $\vec{r}$.

Отметим, что волновая функция Шредингера Ψ удовлетворяет уравнению (4), но не удовлетворяет уравнению (3), в то время как волновая функция Z удовлетворяет обоим этим уравнениям.

ЕДИНАЯ СИСТЕМА ОБЫКНОВЕННЫХ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ

Система уравнений (1)-(3) это система уравнений в частных производных, но, в противоположность ситуации с уравнением Шредингера, с этой системой можно связать систему обыкновенных дифференциальных уравнений.

Уравнение Гамильтона-Якоби известным образом связано с системой уравнений Гамильтона. Для случая одной частицы [4]:

$$d\vec{p} / dt = -\partial H / \partial \vec{r}, \quad d\vec{r} / dt = \partial H / \partial \vec{p}. \quad (6)$$

Для получения уравнения квантования для гамильтоновой системы (6) введем вектор-переменную квантования

$$\vec{P} = -i\hbar \nabla (\ln Z), \quad \bar{P} = \bar{P}(\vec{r}), \quad (7)$$

для которого из (3) следует

$$\nabla_i P_j = i(p_i p_j - P_i P_j) / \hbar. \quad (8)$$

Система (8) содержит 3 независимых уравнения, остающихся после наложения условия (3), которое можно теперь представить в виде $\text{div} \vec{P} = i(\bar{p}^2 - \bar{P}^2) / \hbar$. Таким образом, базовая система (3) содержит в себе как уравнение Шредингера, так и уравнения квантования для вектора $\vec{P}$.

При движении частицы по траектории, определяемой (6), вектор $\vec{P}$ изменяется во времени в соответствии с $dP_i / dt = i(p_i \bar{p} - P_i \bar{P}) \bar{v} / \hbar$, где $\bar{v} = d\vec{r} / dt$. В случае $H = T + V$, где $T = \bar{p}^2 / 2m$, имеем $\bar{p} = m\bar{v}$. Тогда

$$d\bar{P} / dt = i(\bar{p}^2 \bar{p} - (\bar{P}\bar{p})\bar{P}) / m\hbar. \quad (9)$$

Таким образом, описание движения одной частицы во времени дается уравнениями (6) и (9). Вектор $\vec{P}$ при этом является равноправной с $\vec{r}$ и $\vec{p}$ динамической переменной. На него накладываются условия, приводящие к отбору действительных орбит из всей совокупности возможных классических траекторий. В сущности, уравнение (9) является той "добавкой" к уравнениям классической механики, которая позволяет ввести квантование, согласованное с КМГШ, не нарушая прозрачной схемы классической

механики. Можно полагать, что $\vec{P}$ является аналогом волны-пилота де Бройля, и есть некоторое внутреннее свойство частицы (как, например, спин), поскольку он не входит в уравнения, определяющие движение в ньютоновском пространстве-времени.

ПРАВИЛА ОТБОРА КЛАССИЧЕСКИХ ТРАЕКТОРИЙ

Система (6), (9) есть система обыкновенных дифференциальных уравнений и имеет множество решений, непрерывно зависящих от начальных значений динамических переменных. Из всего множества решений физический интерес представляют те, которые соответствуют стационарным состояниям. В квантовой механике нужные решения выбираются правилом Бора-Зоммерфельда [1].

Стационарное состояние с финитным движением в рассматриваемом случае можно определить, потребовав чтобы:

а) переменные $\vec{P}$ и Z имели тот же период, что и классическое движение;

б) $\oint (\vec{P} d\vec{r}) = 2\pi n\hbar$, n -главное квантовое число (аналог правила Бора-Зоммерфельда);

в) энергия E была действительной величиной;

г) $\bar{J} = \text{Re} \oint (\vec{P} \times \vec{p}) |\vec{p}| / \vec{p}^2 dt = 0$ - требование, соответствующее равенству нулю среднего потока вероятности по нормали к орбите, т.к. под интегралом стоит аналог шредингеровского потока вероятности

$$\vec{j} = \text{Re}(\hbar / (im) \Psi^* \vec{\nabla} \Psi).$$

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ФУНКЦИИ Ψ

Для стационарного состояния с инфинитным движением естественно требование равенства векторов $\vec{P}$ и $\vec{p}$ в асимптотической области (где потенциальная энергия $V(\vec{r}) = 0$), что соответствует выбору Z в виде $Z \sim \exp(i\vec{p}\vec{r} / \hbar)$. При этом разумность интерпретации Ψ , как амплитуды плотности вероятности для ансамбля, может быть проиллюстрирована рассмотрением мысленного эксперимента - двумерной задачи рассеяния однородного пучка частиц, распространяющегося вдоль оси z и падающего на дифракционную решетку с шагом a , расположенную по оси y . При рассеянии ДВУХ одинаковых элементов $d\Psi = ZpdV$, разнесенных при $t = -\infty$ на шаг решетки по оси y , они отклонятся после прохождения решетки на один и тот же угол ϑ в силу подобия путей и уравнений движения. В области действия потенциала в силу одинаковости $\vec{p}(t)$ они получают одинаковое изменение амплитуды и фазы Z . При достижении области наблюдения разность фаз Z для рассматриваемых ДВУХ элементов будет равна $pacos\vartheta / \hbar$, где $p = |\vec{p}|$ - импульс свободно движущейся частицы после рассеяния. В силу этого доля $d\Psi$ от этих ДВУХ элементов будет пропорциональна $1 - \exp(ipacos\vartheta / \hbar)$, т.е. в зависимости от угла наблюдения величина $|\Psi|^2$ будет давать необходимую интерференционную картину. Поэтому можно предположить, что вероятностная интерпретация $|\Psi(\vec{r})|^2$ в предлагаемой схеме совпадает с принятой в КМГШ.

Автор благодарен Н. Ф. Шульге и П. П. Матяшу за обсуждение полученных результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Зоммерфельд А. *Строение атома и спектры*. т.1. М. ГТТЛ. -1956. -592с.
2. Мессиа А. *Квантовая механика*. т.1. М. Наука. -1978. -480с.
3. Макки Дж. *Лекции по математическим основам квантовой механики*. М. МИР. -1965. -222с.
4. Гольдштейн Г. *Классическая механика*. Изд.2. М. Наука. -1975. -415с.

ON THE POSSIBILITY OF DETERMINISTIC FOUNDATION OF QUANTUM MECHANICS

G.K. Khomyakov

National Scientific Center, Kharkov Institute of Physics and Technology
(61108 Kharkov, 1 Akademicheskaya St., Ukraine)

The possibility of creation of the unified deterministic scheme of classical and quantum mechanics, allowing to preserve their achievements, is discussed. It is shown that the canonical system of ordinary differential equations of Hamilton's classical mechanics can be added with the vector system of ordinary differential equations for the variable of quantization. This system appears to be directly linked with the tensor system of basic equations in terms of partial derivatives the affine invariant (trek) of which coincides with the stationary Schrödinger equation. The selection of classical trajectories corresponding to the stationary states is being done according to the analog of Bohr-Sommerfeld rule. The case of non-relativistic particle without spin is considered.

KEY WORDS: basic equations, quantization, trajectories, stationary states

УДК 530.145

ЭЙКОНАЛЬНОЕ РАССЕЯНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ С АНОМАЛЬНЫМ МАГНИТНЫМ МОМЕНТОМ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ

Н.В. Бондаренко, Н.Ф. Шульга

Харьковский Национальный Университет

Пл. Свободы 4, Харьков 61077, Украина

Институт Теоретической Физики

Национальный Научный Центр Харьковский Физико-Технический Институт

Ул. Академическая 1, Харьков 61108, Украина

Поступила в редакцию 1 июля 2000 г.

Рассмотрено рассеяние релятивистской частицы со спином $\frac{1}{2}$, с учетом аномального магнитного момента, в электрическом поле рассеивателя конечных размеров. Рассмотрение проводится в рамках приближения эйконала с удержанием в экспоненте спинных операторов, линейных по аномальному и нормальному магнитным моментам частицы. Найдено выражение для амплитуды рассеяния, которое обнаруживает вклад системы аномального и нормального магнитных моментов, не сводящийся к сумме их вкладов. Обсуждается вопрос влияния спина на траекторию в классическом пределе.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: аномальный магнитный момент, эйкональное приближение, влияние спина на траекторию.

Вопрос о влиянии спина на траекторию частицы в интенсивном внешнем электромагнитном поле приобрел существенное значение для современной физики ускорителей. Соответствующие динамические уравнения в гамильтоновой форме были предложены в [1] (см. также обзор [2]). Учет высших порядков по спину частицы недавно был проведен в [3,4]. Существующая теория не является вполне удовлетворительной в связи с трудностями ковариантной формулировки, что признается авторами [4]; кроме того, соответствующие уравнения до сих пор не были получены как квазиклассический предел из волнового уравнения, что явилось бы обоснованием используемых в [1-4] эвристических соображений о чисто гамильтоновой природе квазиклассического движения с учетом спинных степеней свободы.

Наряду с проблематикой движения частиц в накопителях и ускорителях, которая обычно подразумевается в качестве применения теории спин-орбитальных эффектов в неоднородных внешних полях, аналогичным образом данный вопрос может быть актуальным для физики движения частиц в интенсивных атомных полях при прохождении через вещество [5]. Насколько нам известно, в такой постановке задача еще не рассматривалась в литературе.

Принципиальной особенностью случая движения в микроскопических полях, в отличие от случая макроскопических полей, является возможность проявления квантовых дифракционных эффектов в рассеянии. В случае рассеивателя конечных размеров для описания рассеяния может быть использована эйкональная теория. В связи с отмеченными выше неудовлетворительными аспектами в состоянии теории классического движения частицы со спином в макроскопических полях, немаловажно, что эйкональный формализм является очень хорошо развитым методом, позволяющим достичь любой точности по p^{-1} , а также имеющим четкую связь с квазиклассикой.

В настоящей работе мы рассматриваем в простейшем варианте эйкональное рассеяние частицы со спином $\frac{1}{2}$ (для которой известно точное волновое уравнение) во внешнем электростатическом поле. В эйкональном приближении легко вычислить амплитуду рассеяния. Далее мы используем стандартный переход к квазиклассике от найденной амплитуды в представлении прицельных параметров, чтобы затронуть принципиальный вопрос о влиянии спина на траекторию.

ЭЙКОНАЛЬНАЯ АМПЛИТУДА РАССЕЯНИЯ

Движение частицы со спином $\frac{1}{2}$, имеющей аномальный магнитный момент μ' , во внешнем электромагнитном поле с потенциалом A_1 описывается релятивистским волновым уравнением [6,7]

$$\left[i\hat{\partial} - e\hat{A} - \frac{i\mu'}{2} \sigma_{\mu\nu} F_{\mu\nu} - m \right] \psi = 0, \quad (1)$$

где в наших обозначениях $\sigma_{\mu\nu} = \frac{1}{2}(\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu)$.

Для рассмотрения процессов при высокой энергии удобно привести уравнение (1) к квадратованному виду. Это достигается применением к (1) оператора $\left[i\hat{\partial} - e\hat{A} + \frac{i\mu'}{2}\sigma_{\mu\nu}F_{\mu\nu} + m \right]$:

$$\left[i\hat{\partial} - e\hat{A} + \frac{i\mu'}{2}\sigma_{\mu\nu}F_{\mu\nu} + m \right] \left[i\hat{\partial} - e\hat{A} - \frac{i\mu'}{2}\sigma_{\mu\nu}F_{\mu\nu} - m \right] \psi = 0. \quad (2)$$

Перемножая выражения в скобках, можно привести (2) к виду

$$\left[(i\partial_\nu - eA_\nu + i\mu'\gamma_\mu F_{\mu\nu})^2 - im\sigma_{\mu\nu}F_{\mu\nu} - \frac{\mu'^2}{4}(6F_{\mu\nu}F_{\mu\nu} - i\gamma^5 e_{\kappa\lambda\mu\nu}F_{\kappa\lambda}F_{\mu\nu}) - m^2 \right] \psi = 0 \quad (3)$$

(здесь $\mu = e/2m$ - нормальный магнитный момент, и учтено, что для тензора электромагнитного поля $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ свертка $i\gamma^5\gamma_\rho(\partial_\lambda F_{\mu\nu})\epsilon_{\rho\lambda\mu\nu}$ тождественно равна нулю).

Обычным приемом при решении волнового уравнения при высокой энергии является представление волновой функции как модуляции исходной плоской волны $\psi = e^{-ipx}\varphi \equiv e^{-iEt+ipr}\varphi$. Для новой (модулирующей) функции φ уравнение (3) принимает вид

$$\left[2(ip\partial - epA + i\mu'\gamma_\mu F_{\mu\nu}p_\nu) - im\sigma_{\mu\nu}F_{\mu\nu} + (eA_\nu - i\mu'\gamma_\mu F_{\mu\nu})^2 - \frac{\mu'^2}{4}(6F_{\mu\nu}F_{\mu\nu} - i\gamma^5 e_{\kappa\lambda\mu\nu}F_{\kappa\lambda}F_{\mu\nu}) \right] \varphi = 0. \quad (4)$$

В первом приближении, которым мы и ограничимся в данной работе, можно редуцировать (4) к эйкональному виду

$$\left[ip\partial - epA + i\mu'\gamma_\mu F_{\mu\nu}p_\nu - \frac{im\mu}{2}\sigma_{\mu\nu}F_{\mu\nu} \right] \varphi = 0. \quad (5)$$

Отметим, что в уравнении (5) явным образом отражена разная зависимость от энергии частицы вкладов, связанных с аномальным и нормальным магнитными моментами.

Мы сосредоточимся на эйкональном рассеянии в электростатическом внешнем поле, соответствующем прохождению частиц через тонкие кристаллы. В этом случае (5) принимает вид

$$\left[iv\partial_z - V + i\mu'(\gamma_0 Ev - \gamma E) - \frac{i\mu}{\gamma} aE \right] \varphi = 0, \quad (6)$$

где ось z выбрана в направлении скорости частицы v , $a = \gamma^0 \gamma$, и $\gamma = (1 - v^2)^{-1/2}$ - лоренц-фактор. Решение уравнения (6) есть экспонента

$$\varphi_{eik}(b, z) = \exp \int_{-\infty}^z dz \left(-\frac{i}{v}V - \mu'(\gamma_0 Ev - \gamma E) + \frac{\mu}{\gamma} aE \right). \quad (7)$$

Соответствующая амплитуда рассеяния, согласно [8], получается подстановкой (7) в формулу

$$\begin{aligned} a_{eik} &= -\frac{ip}{4\pi m} \int d^2b e^{iqb} \bar{u}' \varphi_{eik}(b, \infty) = \\ &= -\frac{ip}{4\pi m} \int d^2b e^{iqb + i\chi_0} \bar{u}' \exp \left\{ \left(\mu' + \frac{\mu}{\gamma} \gamma^0 \right) \gamma_\perp a_\perp \right\} u \end{aligned} \quad (8)$$

с обозначениями $\chi_0 = -\frac{1}{v} \int_{-\infty}^{\infty} dz V$, $a_\perp = \int_{-\infty}^{\infty} dz E_\perp = -v \nabla_\perp \chi_0$.

Легко вычислить фигурирующую в (8) операторную экспоненту. Разлагая ее в степенной ряд

$$\exp \left\{ \left(\mu' + \frac{\mu}{\gamma} \gamma^0 \right) \gamma_\perp a_\perp \right\} = 1 + \left(\mu' + \frac{\mu}{\gamma} \gamma^0 \right) \gamma_\perp a_\perp + \frac{1}{2} \left(\mu' + \frac{\mu}{\gamma} \gamma^0 \right) \gamma_\perp a_\perp \left(\mu' + \frac{\mu}{\gamma} \gamma^0 \right) \gamma_\perp a_\perp + \dots, \quad (9)$$

замечаем, что квадратичный член ряда приводится к скаляру

$$\left(\mu' + \frac{\mu}{\gamma} \gamma^0 \right) \gamma_\perp a_\perp \left(\mu' + \frac{\mu}{\gamma} \gamma^0 \right) \gamma_\perp a_\perp = \left(\mu' + \frac{\mu}{\gamma} \gamma^0 \right) \left(\mu' - \frac{\mu}{\gamma} \gamma^0 \right) \gamma_\perp a_\perp \gamma_\perp a_\perp = - \left(\mu'^2 - \frac{\mu^2}{\gamma^2} \right) a_\perp^2.$$

В силу этого соотношения ряд (9) сводится к выражению, линейному по $\left(\mu' + \frac{\mu}{\gamma} \gamma^0 \right) \gamma_\perp a_\perp$. Выполняя суммирование коэффициентов при нулевой и первой степенях, находим

$$\exp\left\{\left(\mu' + \frac{\mu}{\gamma}\gamma^0\right)\gamma_{\perp}a_{\perp}\right\} = \cos M|a_{\perp}| + \left(\mu' + \frac{\mu}{\gamma}\gamma^0\right)\gamma_{\perp}a_{\perp} \frac{1}{M|a_{\perp}|} \sin M|a_{\perp}|, \quad (10)$$

где величина

$$M(\gamma) = \sqrt{\mu'^2 - \frac{\mu^2}{\gamma^2}} \quad (11)$$

играет роль эффективного магнитного момента. В итоге получаем выражение для амплитуды в виде

$$a_{eik} = -\frac{ip}{4\pi m} \bar{u}' \left\{ A + \left(\mu' + \frac{\mu}{\gamma}\gamma^0\right)\gamma_{\perp}B \right\} u \quad (12)$$

$$A(q) = \int d^2b e^{iqb+i\chi_0} \cos M|a_{\perp}|, \quad B(q) = \frac{1}{M} \int d^2b e^{iqb+i\chi_0} \frac{a_{\perp}}{|a_{\perp}|} \sin M|a_{\perp}|. \quad (13)$$

Если рассеиватель является аксиально симметричным относительно оси z , то в (13) может быть выполнено интегрирование по азимутальному углу:

$$A(q) = 2\pi \int_0^{\infty} db b J_0(qb) e^{i\chi_0(b)} \cos Ma_{\perp}(b), \quad (14)$$

$$B = B \frac{q}{q}, \quad B(q) = \frac{2\pi i}{M} \int_0^{\infty} db b J_1(qb) e^{i\chi_0(b)} \sin Ma_{\perp}(b). \quad (15)$$

В этом случае в силу соотношения $\bar{u}'\gamma_{\perp}u = 0$ формула (12) приобретает вид

$$a_{eik}(q) = -\frac{ip}{4\pi m} \bar{u}' \left\{ A + \frac{\mu}{\gamma|q|} a_{\perp} q_{\perp} B \right\} u, \quad (16)$$

имеющий ту же структуру, что и широко используемая формула, учитывающая взаимодействие (нормального) магнитного момента с полем как малую поправку порядка γ^{-1} в релятивистском эйкональном разложении. (Сама эта формула может быть получена, если положить в (11) $\mu' = 0$, $a_{\perp} \mu/\gamma \ll 1$). Дифференциальное сечение рассеяния для амплитуды такого вида имеется в [9].

ВЛИЯНИЕ СПИНА НА ТРАЕКТОРИЮ

Полученные формулы (14-15) легко дают ответ на вопрос о влиянии спина на траекторию частицы. Как известно [5], переход к классическому описанию происходит в эйкональных формулах как выделение точки стационарной фазы при некотором значении прицельного параметра для заданного значения переданного импульса. Положение этой точки определяет, таким образом, связь между прицельным параметром и углом рассеяния, т. е., при малых углах рассеяния, траекторию частицы.

С точки зрения уравнений (14-15), взаимодействие спина с полем при прохождении частицы через область рассеяния привносит добавку к фазе, по модулю равную $Ma_{\perp}$. С учетом этой поправки уравнение стационарной фазы принимает вид

$$q = \left| \frac{\partial}{\partial b} \chi_0 \pm \frac{\partial}{\partial b} Ma_{\perp} \right| = \left| \int dz \left(F_{\perp} \pm M \frac{\partial}{\partial b} F_{\perp} \right) \right|. \quad (17)$$

Двузначность в этой формуле следует отнести на счет двух возможных ориентаций спина относительно (неподвижной) "оси квантования" (данный термин введен в [1]), задаваемой вектором $n_{\perp} = b/b$.

Таким образом, влияние спина на траекторию приводит не просто к дополнительному ее искривлению, но к расщеплению (как в известном опыте Штерна-Герлаха). При этом, как можно показать непосредственно из уравнения (5), лежащего в основе нашего подхода, движение вектора спина, по крайней мере в эйкональном приближении, все равно описывается классическим уравнением Баргмана-Мичела-Телегди [7].

В заключение отметим, что результат (17) можно рассматривать как поправку к гамильтониану

$$H_M = \pm M F_{\perp}, \quad (18)$$

имеющий канонический вид "магнитный момент $\times$ поле". Однако следует подчеркнуть, что в гамильтониан (18) входит эффективный магнитный момент (11), нетривиальным образом зависящий от значений аномального и нормального магнитных моментов, а также от энергии. Очевидно, зависимость (11), даже в среднем, не может быть получена из уравнений [1-4], в которых аномальный и нормальный магнитные моменты входят в аддитивные члены в гамильтониане.

РАССЕЯНИЕ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ КУЛОНОВСКИМ ПОЛЕМ

Интегралы (14-15) могут быть вычислены до конца в случае рассеяния нейтронов в кулоновском поле. В этом случае

$$a_{\perp} = Zev \int_{-\infty}^{\infty} \frac{bdz}{(b^2 + z^2)^{3/2}} = \frac{2Zev}{b},$$

величину же χ_0 , в силу равенства нулю заряда нейтрона, полагаем равной нулю. В итоге, для коэффициентов A и B имеем интегралы

$$\frac{A(q)}{2\pi} = \int_0^{\infty} db b J_0(qb) \cos \frac{2MZev}{b}, \quad \frac{MB(q)}{2\pi i} = \int_0^{\infty} db b J_1(qb) \sin \frac{2MZev}{b}, \quad (19)$$

которые выражаются через произведения цилиндрических функций:

$$\frac{A(q)}{2\pi} = -\operatorname{Re} \frac{i\zeta^2}{q^2} J_1(\sqrt{i}\zeta) K_1(\sqrt{i}\zeta) = -\frac{2c}{q} (ber_1 \zeta \ker_1 \zeta + bei_1 \zeta kei_1 \zeta), \quad (20)$$

$$\begin{aligned} \frac{MB(q)}{2\pi i} &= -\operatorname{Im} \frac{\sqrt{i}\zeta}{q^2} (\sqrt{i}\zeta J_0(\sqrt{i}\zeta) K_0(\sqrt{i}\zeta) + J_0(\sqrt{i}\zeta) K_1(\sqrt{i}\zeta) - J_1(\sqrt{i}\zeta) K_0(\sqrt{i}\zeta)) = \\ &= -\frac{\zeta}{q^2} (\zeta (ber_0 \zeta \ker_0 \zeta + bei_0 \zeta kei_0 \zeta) + \\ &+ \frac{1}{\sqrt{2}} (bei_0 \zeta (\ker_1 \zeta + kei_1 \zeta) + ber_0 \zeta (\ker_1 \zeta - kei_1 \zeta) + bei_1 \zeta (kei_0 \zeta - \ker_0 \zeta) + ber_1 \zeta (\ker_0 \zeta + kei_0 \zeta))) \end{aligned} \quad (21)$$

где $\zeta = \sqrt{4MZevq}$.

Особый интерес представляет предел малых углов рассеяния, т. к. при больших необходимо включать в рассмотрение сильное взаимодействие нейтрона с ядром. При $q \rightarrow 0$ асимптотики интегралов (20-21) имеют вид

$$A = -\frac{2\pi^2 MZev}{q}, \quad B = \frac{4\pi i Zev}{q}.$$

По сравнению со Швингеровской нерелятивистской теорией рассеяния нейтронов электрическим полем в борновском приближении [10], наличие полюса в коэффициенте A является новым эффектом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Дербенев Я.С., Кондратенко А.М. // ЖЭТФ. 1973. Т.64, с.1918-1929.
2. Heinemann K., preprint, physics/961101.
3. Khriplovich I.B. and Pomeransky A.A. // Phys. Lett. A. 1996. V. 216, p. 7.
4. Pomeransky A.A. and Khriplovich I.B. // Surv. In High En. Phys., 1998, V. 14, p. 145-173.
5. Akhiezer A.I. and Shul'ga N.F. // Phys. Rep., 1993, V. 234, p. 297-365.
6. Бьеркен Дж., Дрепл С.Д. Релятивистская квантовая теория, т.1. М.: Мир, 1978, 296 с.
7. Пилькун Х. Физика релятивистских частиц. М.: Мир, 1983, 544 с.
8. Bondarenko N.V. and Shul'ga N.F. // Phys. Lett. B. 1998. V. 427, p. 114-118.
9. Ахнзев А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1981, 432 с.
10. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Релятивистская квантовая теория т.1. М.: Наука, 1968, 480 с.

EIKONAL SCATTERING OF RELATIVISTIC PARTICLES WITH ANOMALOUS MAGNETIC MOMENT IN EXTERNAL ELECTROSTATIC FIELD

N.V. Bondarenko, N.F. Shul'ga

Kharkov National University

4 Svobody Sq., Kharkov 61077, Ukraine

Institute for Theoretical Physics

National Science Centre Kharkov Institute of Physics and Technology

1 Akademicheskaya St., Kharkov 61108, Ukraine

We consider scattering of relativistic particle, with account of its anomalous magnetic moment, in a finite range electric scattering field. The consideration is held within the eikonal approximation framework with retention in the exponent the spin operators, linear in anomalous and normal magnetic moments of the particle. The found expression for the scattering amplitude shows a contribution of the systems of anomalous and normal magnetic moments not reducible to a sum of their contributions. The problem of spin influence on the particle trajectory in the semi-classical limit is discussed.

KEY WORDS: anomalous magnetic moment, eikonal approximation, influence of the spin on trajectory.

VUK 539.17

HYPERSPHERICAL PHENOMENOLOGICAL POTENTIAL AND MODEL WAVEFUNCTION OF THREE-NUCLEON-NUCLEI

V. Yu. Korda

*Scientific and Technological Center of Electrophysics, National Academy of Sciences of Ukraine
(61002 Kharkov, 28 Chernyshevsky St., P.O. BOX 8812, Ukraine)*

Received 20 July 2000

On the basis of the method of hyperspherical harmonics which allows to solve the three-body problem in quantum mechanics the hyperspherical phenomenological potential and model wavefunction of the three-nucleon ground-state relative motion are built to be permutationally invariant. Integrated cross-sections of some three-nucleon-nuclei-nuclei diffraction interaction processes are derived with the new wavefunction presented.

KEY WORDS: three-nucleon-nucleus, hyperspherical harmonics, diffraction theory, integrated cross sections.

Nuclear diffraction is a general quantum mechanical picture of particle collisions in the energy region of 10-100 MeV/nucleon, if at least one of the colliding particles has a finite size. Diffraction is contained both in macroscopic models of scattering processes, where the nucleus is considered phenomenologically as a uniform structureless strongly absorbing target, and in microscopic ones which consider the scattering of the individual nucleons of an incident hadron by the individual particles which comprise a target-nucleus.

The angular distributions of diffractively scattered particles are sharply forward directed and characterized by a definite structure: an alternation of well pronounced maxima and minima. The probabilities of different diffractive processes have the geometrical character, i.e. they are determined by the radii of colliding particles, their surface diffusenesses and the coefficients of refraction of the nuclear matter. This picture of scattering reflects the wave nature of colliding particles and does not depend on the details of interaction.

If the composite particles consisting of a few nucleons are the projectiles the processes of dissociation into the constituents and the nucleon transfer reactions, having no analogy in optics, take place alongside the elastic scattering. The diffraction theory of the deuteron-nucleus interaction [1-3] was built with the use of the simple deuteron ground-state wavefunction (of Yukawa type)

$$\varphi_Y(r) \propto \exp(-\alpha r) / r, \quad (1)$$

where r is the neutron-proton separation in a deuteron and α is defined by the deuteron binding energy (the D -wave admixture is neglected). The Schrödinger equation for the neutron-proton ground-state relative motion in S -state was exactly solved with the phenomenological potential

$$V_H(r) = -V_0 \exp(-\beta r) / [1 - \exp(-\beta r)] \quad (2)$$

for the Hulthén wavefunction [4]

$$\varphi_H(r) \propto \exp(-\alpha r) [1 - \exp(-\beta r)] / r, \quad (3)$$

where β could be extracted e.g. from the deuteron r.m.s. radius measured. This function reflects the finite value of the nuclear force range and has correct behavior on small distances.

In [5] the simple three-nucleon-nucleus ground-state wavefunction (of Yukawa type) was presented

$$\psi_Y(\rho, r) \propto \exp(-\lambda \rho) / \rho \cdot \exp(-\alpha r) / r, \quad (4)$$

where ρ is the deuteron-nucleon separation in a three-nucleon-nucleus and λ is defined by the three-nucleon-nucleus binding energy (the D -wave admixture is neglected).

The general diffraction approach [3, 6] was developed to be independent on the exact analytical form the two- and three-nucleon ground-state wavefunctions could have. In [7] the three-nucleon ground-state wavefunction (of Hulthén type)

$$\psi_H(\rho, r) \propto \exp(-\lambda \rho) [1 - \exp(-\mu \rho)] / \rho \cdot \exp(-\alpha r) [1 - \exp(-\beta r)] / r, \quad (5)$$

was built to be the exact solution of the Schrödinger equation for the three-nucleon ground-state relative motion in S -state with the phenomenological potential

$$V_H(\rho, r) = -W_0 \exp(-\mu \rho) / [1 - \exp(-\mu \rho)] - V_0 \exp(-\beta r) / [1 - \exp(-\beta r)], \quad (6)$$

where μ allowed to account for the nuclear force range (e.g. by the three-nucleon-nucleus r.m.s. radius measured) and made the wavefunction behave correctly on small distances. The three-nucleon-nucleus diffraction interaction integrated cross-sections were calculated [7].

The potentials and wavefunctions briefly discussed above have a phenomenological model character. Nevertheless, they are convenient for calculations and reflect some substantial features of the true nuclear

potential and wavefunction the exact analytical forms of which do not often have deep physical meaning while analyzing nuclear problems [4].

It should be noted that unlike the deuteron wavefunctions (1), (3) the three-nucleon-nucleus wavefunctions (4), (5) are not permutationally invariant and generate the cross-sections which do not have this symmetry. Particularly, the integrated cross-sections of the nucleon-transfer reactions depend crucially on which nucleons of a three-nucleon-nucleus are absorbed by the target-nucleus and which ones are released [6, 7].

The aim of this research is to build the phenomenological potential and wavefunction for the three-nucleon-nucleus ground S -state, being permutationally invariant and having the analytical form convenient for calculations.

PHENOMENOLOGICAL POTENTIAL AND WAVEFUNCTION

One of the widely used methods of solving the many-body problem in quantum mechanics is the method of hyperspherical (K) harmonics. The point is that the few-body relative motion is described by the only one $N-1$ -dimensional collectively translationally, rotationally and permutationally invariant variable (N is a number of the bodies in a system) and the solution of the corresponding Schrödinger equation is presented as the infinite series of hyperspherical harmonics. Intensive numerical investigations have shown the usually very rapid convergence of these series for the wavefunction and a rather slow one for the binding energy (depending namely on the complexity of the nucleon-nucleon interaction type). Moreover, a few or even one K -component in the series often turn out to be physically essential. The situation for the three-nucleon-nuclei 3H , 3He is simplified because the contribution of the wavefunction component with hypermoment $K=0$ appears to be dominant (over 90% of the wavefunction normalization) [8, 9].

We proceed from the three-nucleon ground-state relative motion Schrödinger equation

$$\left\{ -\hbar^2 / (2m) (\Delta_{\vec{\rho}} + \Delta_{\vec{r}}) + V(\vec{\rho}, \vec{r}) + \varepsilon_t \right\} \Psi(\vec{\rho}, \vec{r}) = 0, \quad (7)$$

where $\Psi(\vec{\rho}, \vec{r})$ is the intrinsic three-nucleon wavefunction; $V(\vec{\rho}, \vec{r})$ is the short-range three-nucleon interaction potential (the Coulomb interaction is neglected); ε_t is the three-nucleon binding energy; m is the nucleon mass (the neutron and proton masses are considered to be equal); $\vec{\rho} = \sqrt{2/3} [\vec{r}_3 - 1/2(\vec{r}_1 + \vec{r}_2)]$, $\vec{r} = \sqrt{1/2}(\vec{r}_2 - \vec{r}_1)$ are the Jacobi coordinates of nucleons; $\vec{r}_{1,2,3}$ are the nucleon radius-vectors.

It is convenient to introduce the collective 6-dimensional coordinate (hyperradius) of the relative motion of three nucleons $\hat{\rho} = (\vec{\rho}, \vec{r})$: $\hat{\rho}^2 = \rho^2 + r^2$. Then the equation (7) acquires the form

$$\left\{ -\hbar^2 / (2m) \Delta_{\hat{\rho}} + V(\hat{\rho}) + \varepsilon_t \right\} \Psi(\hat{\rho}) = 0, \quad (8)$$

Bearing in mind that the three-nucleon ground-state is dominated by S -state and hypermoment $K=0$, the equation (8) is rewritten as

$$\left\{ \frac{1}{\hat{\rho}^5} \frac{d}{d\hat{\rho}} \left(\hat{\rho}^5 \frac{d}{d\hat{\rho}} \right) - [v(\hat{\rho}) + \kappa] \right\} \Psi(\hat{\rho}) = 0, \quad (9)$$

where $\kappa = \sqrt{2m\varepsilon_t} / \hbar$ and $v(\hat{\rho}) = 2mV(\hat{\rho}) / \hbar^2$, $\kappa({}^3H) = 0.638 \text{ fm}^{-1}$ and $\kappa({}^3He) = 0.609 \text{ fm}^{-1}$.

The central hyperspherical three-nucleon ground-state potential could have the following form

$$\frac{2m}{\hbar^2} V_{HH}(\hat{\rho}) = -\frac{5v}{2}(v+2\kappa) \frac{\exp(-v\hat{\rho})}{1-\exp(-v\hat{\rho})} + \frac{15v^2}{4} \left[\frac{\exp(-v\hat{\rho})}{1-\exp(-v\hat{\rho})} \right]^2 - \frac{15/4}{\hat{\rho}^2}, \quad (10)$$

generating the exact solution of the corresponding Schrödinger equation

$$\Psi_{HH}(\hat{\rho}) = \left[\frac{2\kappa}{\sqrt{3}\pi^3 \Sigma_1} \right]^{1/2} \frac{\exp(-\kappa\hat{\rho}) [1 - \exp(-v\hat{\rho})]}{\hat{\rho}^{5/2}}, \quad \Sigma_m = \sum_{n=0}^5 C_5^n \frac{(-1)^n}{(1+vnR_{HH})^m}, \quad C_5^n = \frac{5!}{n!(5-n)!}, \quad R_{HH} = \frac{1}{2\kappa}. \quad (11)$$

Parameter v allows to account for the finite value of the nuclear force range and could be determined from the three-nucleon-nucleus r.m.s. radius measured experimentally. The root mean square radius of three-nucleon-particle calculated with the wavefunction (11) is equal to

$$\langle r_t^2 \rangle = (2/3) R_{HH}^2 (\Sigma_3 / \Sigma_1). \quad (12)$$

Using the measured values for the 3H and 3He nuclei r.m.s. radii [10], we obtain: $v = 0.463 \text{ fm}^{-1}$ for 3H -nucleus and $v = 0.358 \text{ fm}^{-1}$ for 3He -nucleus.

DIFFRACTION INTERACTION INTEGRATED CROSS-SECTIONS

Let us use the new model wavefunction of the three-nucleon ground-state to calculate the integrated cross-sections of some diffraction interaction processes with the three-nucleon-nuclei participating. We neglect the Coulomb interaction, spins and isospins of nucleons and nuclear surface diffuseness. The general formulae for the integrated cross-sections can be found in [6]. Using the approach [6] developed independently upon the exact form of the three-nucleon ground-state wavefunction, we obtain the following expressions for the total cross-section of all the processes the three-nucleon-nuclei are involved in and the cross-sections of the inclusive one- and two-nucleon-transfer reactions (R is the target-nucleus radius):

$$\sigma_t = 2\pi R^2 + \pi R \tilde{R}_t, \quad (13)$$

$$\sigma_s(t \rightarrow N) = \sigma_s(t \rightarrow 2N) = \frac{\pi}{2} R \tilde{R}_t, \quad (14)$$

$$\tilde{R}_t = \frac{16\sqrt{2}}{5\pi} \tilde{R}_{HH}, \quad \tilde{R}_{HH} = R_{HH} \Sigma_2 / \Sigma_1, \quad \tilde{R}_t = R_t \Sigma_2 / \Sigma_1. \quad (15)$$

DISCUSSION

It is remarkable that the cross-sections (13), (14) have the form similar to the corresponding cross-sections of the deuteron-nucleus diffractive interaction [2] (the deuteron radius R_d should be substituted by the "three-nucleon-nucleus radius" $\tilde{R}_t$).

We emphasize that the cross-sections obtained with the help of the hyperspherical wavefunction (11) are permutationally invariant, unlike the cross-sections found with the use of the wavefunctions of Yukawa type (4) [6] and Hulthén type (5) [7]. Namely, the cross-sections of the inclusive one- and two-nucleon-transfer reactions do not depend on which nucleons are absorbed by the target-nucleus and which ones are released.

It is interesting that the values of integrated cross-sections calculated with the hyperspherical wavefunction (11) and the Hulthén type wavefunction (5) [7] appear to differ by less than 3%, showing that the permutational invariance of the wavefunction in the energy region under study has no effect on integrated cross-sections. Apparently the matter is that when the energy of a composite projectile substantially exceeds its binding energy (as it is for three-nucleon-nuclei at intermediate energies) the integrated characteristics of an interaction of a projectile with a target nucleus become insensitive to the symmetry of internal wavefunction of a projectile.

Unfortunately, we can not compare the results of our calculations with the experimental data because these data are not available in literature now. Nevertheless, the fact that two ground-state wavefunctions of three-nucleon-nuclei, built by different approaches, generate very close values of the integrated cross-sections would perhaps stimulate the planning of future experimental investigations.

Author is indebted to Yu. A. Berezhnuy for valuable discussions and regular support.

REFERENCES

1. Glauber R.J. // Phys.Rev. 1955. V.99. P.1515.
2. Akhiezer A.I., Sitenko A.G. // Phys.Rev. 1957. V.106. P.1236.
3. Berezhnuy Yu.A., Korda V.Yu.//Int.J.Mod.Phys. 1995. V.E4. P.563.
4. Hulthén L., Sugawara M., *Handbuch der Physik*. Bd39. Springer-Verlag, Berlin, 1957.
5. Knight J.M., O'Connell J.S., Prats F. //Phys.Rev. 1967. V.164. P.1354.
6. Berezhnuy Yu.A., Korda V.Yu.//Int.J.Mod.Phys. 1997. V.E6. P.161.
7. Berezhnuy Yu.A., Darradi R., Korda V.Yu.// Isv. Ross. Akad. Nauk, Ser. Fiz. 1998. V.60. P.148.
8. Mukhtarova M. I.// Sov. J. Nucl. Phys. 1989. V.49. P.338.
9. Danilin B. V., Zhukov M. V., Korshennikov A. A., Chulkov L. V., Efros V. D.// Sov. J. Nucl. Phys. 1989. V.49. P.351.
10. Amroun A., et. al // Nucl.Phys. 1994. V.A579. P.596.

ГИПЕРСФЕРИЧЕСКИЙ ФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКИЙ ПОТЕНЦИАЛ И МОДЕЛЬНАЯ ВОЛНОВАЯ ФУНКЦИЯ ТРЕХНУКЛЕОННЫХ ЯДЕР

В.Ю. Корда

Научно-технический центр электрофизической обработки НАН Украины
(61002 Харьков, ул. Чернышевского 28, а/с 8812, Украина)

На основе метода гиперсферических гармоник, позволяющего решать задачу трех тел в квантовой механике, построены перестановочно инвариантные феноменологический потенциал и модельная волновая функция основного состояния трехнуклонных ядер. С помощью новой волновой функции получены перестановочно инвариантные интегральные сечения дифракционного взаимодействия трехнуклонных ядер с ядрами.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: трехнуклонное ядро, гиперсферические гармоники, дифракционная теория, интегральные сечения