

На правах рукописи



Данилов Андрей Николаевич

ОБНАРУЖЕНИЕ УВЕЛИЧЕННЫХ РАДИУСОВ ДЛЯ ВОЗБУЖДЕННЫХ
СОСТОЯНИЙ ^{11}B , ^{12}C И ^{13}C В РАССЕЙАНИИ α -ЧАСТИЦ

01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Москва – 2018

Работа выполнена в федеральном государственном бюджетном учреждении «Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт"»

Научный руководитель: Демьянова Алла Сергеевна
доктор физико-математических наук,
начальник лаборатории
НИЦ «Курчатовский институт», г. Москва

Официальные оппоненты: Зеленская Наталья Семеновна
доктор физико-математических наук, профессор
главный научный сотрудник
НИИЯФ МГУ, г. Москва

Чернышев Борис Андреевич
кандидат физико-математических наук
доцент НИЯУ МИФИ, г. Москва

Ведущая организация: Институт ядерных исследований Российской академии наук, г. Москва

Защита состоится «17» октября 2018 г. в 16 час. 30 мин. на заседании диссертационного совета Д 520.009.03 на базе НИЦ «Курчатовский институт» по адресу: 123182, Москва, пл. Академика Курчатова, д. 1.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке НИЦ «Курчатовский институт» и на сайте www.nrcki.ru.

Автореферат разослан «___» _____ 2018 г.

Ученый секретарь диссертационного совета,
доктор физико-математических наук

Барбаков

А.Л. Барбанов

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность

Исследование экзотических состояний в легких ядрах – приоритетное направление развития ядерной физики в последние десятилетия. Параметры этих состояний дают возможность расширить понимание свойств ядерной материи в условиях разреженной плотности, а также тестировать существующие ядерные модели и нуклон-нуклонные потенциалы. Среди наиболее ярких отличительных особенностей экзотических состояний можно отметить аномально большие размеры. Кластерные состояния в легких ядрах - один из видов таких состояний.

Особый интерес проявляется к ядру ^{12}C . Возбужденные состояния ^{12}C продолжают интенсивно исследоваться теоретически и экспериментально. Особенно это относится ко второму возбужденному 0^+ , 7.65 МэВ состоянию ^{12}C – состоянию Хойла. По предсказаниям многих моделей это состояние имеет кластерную структуру и увеличенные размеры. Диапазон предсказываемых радиусов¹ от 2.9 Фм до 4.3 Фм [1-9] при радиусе основного состояния 2.3 Фм. Наибольшие значения радиусов, 3.8 Фм и 4.3 Фм [3,5], были получены в рамках теоретических расчетов α -конденсатной модели. В рамках α -конденсатной модели, состояние 7.65 МэВ в ^{12}C считается простейшим примером α -конденсатного состояния. В этой модели α -кластеры предполагаются изначально. Для их описания был предложен новый тип α -кластерной волновой функции (ВФ), описывающей α -частичное Бозе конденсированное состояние. При расчетах с новой ВФ было получено, что состояние Хойла имеет структуру, где α -кластеры взаимодействуют преимущественно в связанных S-волнах и образуют α -частичную газоподобную структуру. Аналогичные состояния с увеличенными радиусами предсказываются в ядрах ^{11}B и ^{13}C . Более того, предсказывается существование состояний с радиусом, близким к радиусу ядра урана, в ^{12}C и ^{11}B [5,10].

В большом количестве работ были получены косвенные свидетельства увеличенного размера состояния Хойла [7,11-14].

Оценка времени жизни состояния Хойла на основании его ширины дает значение $8 \cdot 10^{-17}$ сек. Близкие времена жизни и для состояний-аналогов в ядрах ^{11}B и ^{13}C . Прямое измерение радиусов таких короткоживущих ядерных состояний традиционными методами до настоящего времени было невозможно. Примерами традиционных методов являются упругое рассеяние электронов и лазерная спектроскопия. Наиболее точным и широко-распространённым методом является упругое рассеяние электронов, но он применим только для стабильных или долгоживущих состояний. Лазерная спектроскопия используется для измерения радиусов ядер в возбужденных состояниях с временами жизни 10^{-8} - 10^{-9} сек., в случаях, когда эти ядра могут

¹ Здесь и далее при упоминании «радиус» имеется в виду среднеквадратичный радиус ядра

быть получены в виде пучков. Таким образом, проверить экспериментально вопрос об увеличенном радиусе обсуждаемых состояний ^{12}C , ^{13}C и ^{11}B не представлялось возможным.

Был предложен экспериментальный метод определения радиусов возбужденных короткоживущих, с временами жизни менее 10^{-12} сек, состояний [15-17]. Метод получил название Модифицированная дифракционная модель (МДМ). Настоящая работа посвящена определению радиусов обсуждаемых возбужденных состояний ^{12}C , ^{11}B и ^{13}C с использованием метода МДМ.

Цель работы

1. Получение новых экспериментальных данных по рассеянию α -частиц на ядрах ^{12}C , ^{11}B и ^{13}C при $E(\alpha) = 65$ МэВ.
2. Анализ полученных данных по рассеянию $\alpha + ^{12}\text{C}$, ^{11}B , ^{13}C на основе МДМ.
3. Определение среднеквадратичных радиусов возбужденных состояний ^{12}C , в частности, состояния Хойла, поиск кластерных состояний в ^{12}C .
4. Поиск вращательной полосы в ^{12}C , базирующейся на 0^+_2 состоянии.
5. Поиск и определение состояний с увеличенными радиусами в ядрах ^{11}B и ^{13}C , возможных аналогов состояния Хойла.

Научная новизна

1. Впервые получены экспериментальные угловые распределения дифференциальных сечений неупругого рассеяния α -частиц на ^{12}C , ^{13}C , ^{11}B при $E(\alpha) = 65$ МэВ.
2. Впервые определены среднеквадратичные радиусы возбужденных состояний ^{12}C , ^{11}B и ^{13}C непосредственно из полученных экспериментальных данных. Были получены увеличенные на 25-30% радиусы для состояния Хойла, состояния 8.56 МэВ в ^{11}B и состояния 8.86 МэВ в ^{13}C , возможных аналогов состояния Хойла.

Практическая значимость

1. Подтверждено существование вращательной полосы в ^{11}B , базирующейся на состоянии 8.56 МэВ, аналоге состояния Хойла, на основании определения радиусов.
2. Полученные данные по радиусам являются средством проверки современных теорий в части их предсказаний величин радиусов.
3. Не обнаружены предполагаемые в рамках α -конденсатной модели состояния с гигантскими радиусами в ^{11}B и ^{12}C .

Методы исследований

Для получения экспериментальных угловых распределений дифференциальных сечений рассеяния был использован широко применяемый метод $\Delta E - E$ идентификации определенного сорта частиц, основанный на одновременном измерении двух параметров – удельной потери энергии на иони-

зацию dE/dx (ΔE) в протонном детекторе и полной энергии E в детекторе полного поглощения.

Для определения радиусов возбужденных состояний ядер в настоящей работе используется метод МДМ, предложенный и апробированный в [15-18].

Результаты, выносимые на защиту

1. Экспериментальные угловые распределения дифференциальных сечений рассеяния $\alpha + {}^{12}\text{C}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{13}\text{C}$ при энергии 65 МэВ с возбуждением состояний ${}^{12}\text{C}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{13}\text{C}$ до $E^* \sim 10-15$ МэВ.
2. Радиусы возбужденных состояний ${}^{12}\text{C}$. Увеличение на 25% радиуса состояния Хойла по сравнению с радиусом основного состояния.
3. Радиусы возбужденных состояний ${}^{13}\text{C}$ и ${}^{11}\text{B}$. Увеличенные радиусы состояния 8.86 МэВ в ${}^{13}\text{C}$ и состояний вращательной полосы, базирующейся на состоянии 8.56 МэВ в ${}^{11}\text{B}$.

Достоверность положений и выводов

Достоверность экспериментальных результатов обусловлена высокой статистической обеспеченностью экспериментальных данных. Измеренные радиусы известных состояний согласуются с теоретическими расчетами (в частности, с расчетами в рамках антисимметризованной молекулярной динамики (АМД) и оболочечной модели без ядра). Результаты метода МДМ также были подтверждены на примере первого возбужденного состояния ${}^{13}\text{C}$ двумя другими независимыми методами [19], методом асимптотических нормировочных коэффициентов (АНК) и ядерным радужным методом (ЯРМ), причем метод АНК является теоретически обоснованным. Результаты применения МДМ представлены в большом количестве публикаций, общее количество которых приближается к 30.

Вклад автора

Автор принимал непосредственное участие в проведении цикла экспериментов по рассеянию $\alpha + {}^{12}\text{C}$, ${}^{13}\text{C}$, ${}^{11}\text{B}$ при 65 МэВ. Им была предложена схема расположения детекторов ΔE - E (два независимых ΔE детектора с одним общим E детектором, собранные в одной сборке, всего 4 сборки), позволявшая одновременно проводить измерения при 8 углах, что сильно сократило общее время экспериментов. Автор внес определяющий вклад в обработку экспериментальных данных, анализ и получение угловых распределений для возбужденных состояний. Автор провел детальное сравнение полученных результатов с современными экспериментами и теоретическими расчетами.

Автор определил граничные условия применения метода определения радиусов возбужденных состояний (МДМ) на основании рассмотрения данных по $\alpha + {}^{12}\text{C}$ рассеянию.

Автор успешно применил МДМ для возбужденных состояний ${}^{12}\text{C}$, ${}^{13}\text{C}$, ${}^{11}\text{B}$ на основе анализа большого набора экспериментальных данных, в част-

ности для состояния Хойла ^{12}C , для которого было получено 25% увеличение радиуса. Автор выполнил работу по подготовке основных статей и докладов по теме диссертации.

Апробация работы

Результаты исследований, положенных в основу диссертации, представлялись и докладывались на научных конференциях: Международные конференции «Ядро 2008» (2008 г., Москва), «Ядро 2010» (2010 г., Санкт-Петербург), «Ядро 2012» (2012 г., Воронеж), «Ядро 2014» (2014 г., Минск), «Ядро 2015» (2015 г., Санкт-Петербург), «Ядро 2016» (2016 г., Саров), Международные симпозиумы по экзотическим ядрам «EXON 2009» (2009 г., Сочи), «EXON 2014» (2014 г., Калининград), «EXON 2016» (2016 г., Казань), Международные конференции INPC 2013 (2013 г., Флоренция) и NN 2015 (2015 г., Катания).

Публикации

Основные результаты диссертации опубликованы в 6 работах, входящих в список перечня ВАК. Все публикации входят в базы данных Web of Science, Scopus, РИНЦ. Список основных публикаций приведен в конце автореферата.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка литературы. Объем диссертации составляет 84 страницы, включая 33 рисунка, 5 таблиц и список литературы из 81 наименования.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ ДИССЕРТАЦИИ

Во введении обосновывается актуальность и новизна научной проблемы, изучению которой посвящена работа. Изложены цель и методы исследования, представлены основные положения, выносимые на защиту.

В первой главе приводится описание эксперимента. Для исследования возбужденных состояний ^{12}C , ^{11}B и ^{13}C на основе МДМ использовались данные упругого и неупругого рассеяния α -частиц при различных энергиях. Благодаря использованию МДМ удалось впервые определить радиусы возбужденных состояний этих ядер.

Была проведена серия экспериментов по измерению дифференциальных сечений неупругого рассеяния $\alpha + ^{12}\text{C}$, ^{11}B , ^{13}C при энергии α -частиц 65 МэВ с возбуждением состояний ^{12}C , ^{11}B , ^{13}C до $E^* \sim 10\text{-}15$ МэВ на циклотроне К130 университета города Ювяскула, Финляндия, измерения на каждой мишени – отдельный эксперимент.

Эксперименты были выполнены с использованием Большой камеры рассеяния (БКР). Пучок ионов, выведенных из циклотрона, разворачивался поворотным магнитом и фокусировался с помощью квадрупольных линз в центре камеры рассеяния. Прежде чем попасть в камеру рассеяния, пучок проходил через коллиматор, состоящий из 3 диафрагм (антирассеивающая диафрагма и входная и выходная диафрагмы), которые задавали угловую расходимость пучка, падающего на мишень в пределах $\pm 0.3^\circ$. Контроль положения и формы пучка на мишени осуществлялся визуально телевизионной камерой, позволяющей наблюдать пучок по свечению сцинтиллятора, расположенного в мишенном штоке. Размер пятна пучка на мишени не более 2-3 мм.

БКР представляет собой 2 полушария диаметром 1.5 м. В центре камеры установлен мишенный шток на 5 мишеней (одна позиция зарезервирована под сцинтиллятор). Мишенный шток оснащен электромотором и связан с ПК (персональный компьютер), что позволяет без вскрытия камеры производить регулировку положения мишени по двум основным параметрам: угол поворота и высота. У каждого полушария внутри установлена горизонтальная вращающаяся платформа, на которую можно устанавливать линейки с детекторами.

Мишени представляли собой тонкие фольги ^{12}C (толщины: 0.3, 0.5, 0.57 мг/см²), ^{11}B (толщина: 0.28 мг/см²) и ^{13}C (толщина: 0.3 мг/см²), укрепленные на рамках размером 22x16 мм², плоскость которых могла поворачиваться относительно оси пучка. Для изготовления самоподдерживающихся мишеней из ^{12}C использовался метод пиролиза метана на поверхности раскаленной танталовой ленты. Мишени ^{11}B и ^{13}C изготавливались методом ионно-плазменного напыления. Подбор толщины мишени обусловлен компромиссом между двумя важными факторами: достаточная толщина для высокой

скорости счета и минимальная толщина для уменьшения потерь пучка в мишени. В этом отношении оптимальной оказалась толщина 0.3 мг/см^2 , с которой было проведено максимальное число измерений. Общие потери пучка α -частиц с $E_\alpha = 65 \text{ МэВ}$ при прохождении такой мишени не превышают 40 кэВ .

Для определения дифференциального сечения рассеяния $\alpha + {}^{12}\text{C}$, ${}^{11}\text{B}$, ${}^{13}\text{C}$ при энергии 65 МэВ был использован широко применяемый метод идентификации определенного сорта частиц, основанный на одновременном измерении двух параметров – удельной потери энергии на ионизацию dE/dx (ΔE) в прострельном детекторе и полной энергии E в детекторе полного поглощения.

При регистрации ядер ${}^4\text{He}$ использовалась методика, позволяющая проводить измерения в угловом диапазоне 10 градусов в с.д.м. – одновременно использовались 4 сборки детекторов: 1) 8 ΔE - кремниевых прострельных детекторов с толщинами 130 , 250 и 380 мкм , размером $10 \times 10 \text{ мм}^2$, размещенные парами; 2) 4 E детектора – литий-дрейфовые детекторы диаметром 30 мм с толщиной $\sim 3.6 \text{ мм}$. Перед ΔE -детекторами устанавливалась диафрагма с двумя отверстиями для одновременного проведения измерений сразу для двух углов. Расстояние между отверстиями в диафрагме 1 см , на расстоянии 57 см от мишени это соответствует 1° .

Энергетическое разрешение ΔE детекторов варьировалось в пределах 80 - 100 кэВ , для E -детекторов – 40 - 60 кэВ .

Сбор информации, ее накопление в виде файла последовательных событий осуществлялись в режиме реального времени на основе программного обеспечения NABOR, разработанного нашими коллегами-соавторами из ЛЯР ОИЯИ, Дубна. Последующая обработка данных была возможна в режиме off-line.

Общее энергетическое разрешение оказалось порядка 250 кэВ благодаря использованию системы монохроматизации пучка (энергетический разброс в пучке был уменьшен в 3 раза до 0.3% от энергии пучка или $\sim 200 \text{ кэВ}$). Также вклад в энергетическое разрешение вносили следующие факторы по убыванию их значимости: кинематический разброс энергии рассеиваемых α -частиц, связанный с конечным размером входного отверстия детектора 3 мм – менее 140 кэВ ; разрешение полупроводниковых ΔE -детекторов – 80 - 100 кэВ и E -детекторов – 40 - 60 кэВ ; потери в мишени – порядка 40 кэВ (для мишени толщиной 0.3 мг/см^2). Угловое разрешение составило 0.2° .

Дифференциальные сечения неупругого рассеяния ${}^{12}\text{C} + \alpha$ были измерены с возбуждением состояний ядра ${}^{12}\text{C}$ до $E^* \sim 16 \text{ МэВ}$. Характерный измеренный спектр рассеяния ${}^{12}\text{C} + \alpha$, $E_\alpha = 65 \text{ МэВ}$ ($\theta_{\text{лаб}} = 30.8^\circ$) представлен на Рисунке 1 [20]. Пунктирной линией показан фон.

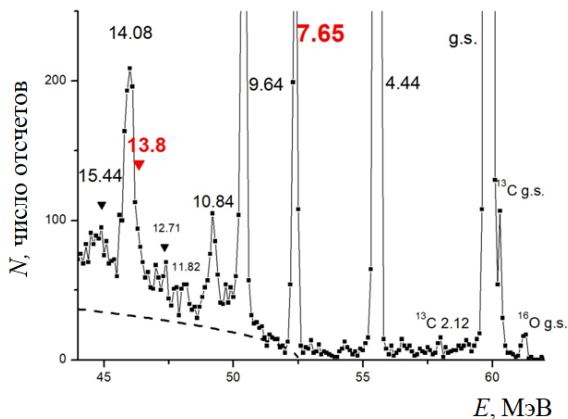


Рисунок 1 – Пример спектра неупругого рассеяния $^{12}\text{C} + \alpha$, $E_\alpha = 65$ МэВ ($\theta_{\text{лаб}} = 30.8^\circ$). Штриховая линия — фон. Выделено состояние Хойла и новое состояние 13.8 МэВ

Спектр состояний вплоть до энергий возбуждений 8 МэВ практически без фона и представлен отдельно стоящими уровнями. Фон проявляется при энергиях возбуждения выше 8 МэВ. Вклад в фон вносит трехчастичный процесс $\alpha + \alpha + ^8\text{Be}$ (порог 7.37 МэВ). В данной области представлены не отдельно стоящие уровни, а широкие группы уровней.

Общее энергетическое разрешение составляет ~ 250 кэВ, что позволяет четко выделить состояние 7.65 МэВ. При более высокой энергии возбуждения наблюдается пик, соответствующий уровню 9.64 МэВ, 3^- . Есть еще два уровня, которые могли бы дать возможный вклад в этот пик. К ним относятся: очень широкое ($\Gamma \sim 3$ МэВ) 0^+ состояние при 10.3 ± 0.3 МэВ и 2^+ состояние при $\sim 9.6/9.8$ МэВ ($\Gamma \sim 0.6 - 1.0$ МэВ, обсуждение этого состояния будет приведено далее). Эти состояния очень широкие и если они возбуждаются, то будут проявляться образованием только некоторого фона.

Процедура выделения высоколежащих состояний содержала следующие шаги. Первый шаг заключался в определении физического фона и его вычитании из спектра. Второй шаг заключался в выборе нескольких спектров при больших углах, где влияние фона уменьшается и определении групп уровней ^{12}C , соответствующих известным состояниям ^{12}C в интересующей области энергий возбуждений: 15.44 (2^+), 14.08 (4^+), 15.11 (1^+ , $T=1$), 13.35 (4^-), 12.71 (1^+) и 11.83 (2^-) МэВ. В принципе, спектры могут быть описаны существующим набором состояний, хотя получаемые значения χ^2 были значительно больше, чем в других попытках. Т.к. 4 последних состояния имеют аномальные спины и четность, а один из них даже и $T=1$, они могут быть возбуждены только через многоступенчатые процессы. Был получен следующий

результат – спектр неупругого рассеяния в области энергий возбуждения 13-14 МэВ не выбирается известными состояниями ^{12}C . Поэтому были проделаны два других варианта разложения, предполагающие существование нового состояния: 1) $E^* = 13.3 \pm 0.2$ МэВ, $\Gamma = 1.7 \pm 0.2$ МэВ, взятое из [21]; 2) новое состояние, предложенное в [20], чьи энергия возбуждения и ширина были определены. Второй вариант разложения привел к обнаружению нового широкого состояния $E^* = 13.8 \pm 0.1$ МэВ, $\Gamma = 1.4 \pm 0.2$ МэВ [20] и дал лучшее описание экспериментальных данных практически при всех углах. Добавление состояния из [21] уменьшало значение $\chi^2 \sim$ в 1.5 раза по сравнению с описанием спектра набором известных состояний, с пиком $E^* = 13.8$ МэВ – \sim в 2 раза. Вполне вероятно, из-за большой ширины состояний, мы имеем дело с одним и тем же состоянием.

Дифференциальные сечения неупругого рассеяния $^{11}\text{B} + \alpha$ были измерены с возбуждением состояний ядра ^{11}B до $E^* \sim 14$ МэВ. Характерный измененный спектр рассеяния $^{11}\text{B} + \alpha$, $E_\alpha = 65$ МэВ ($\theta_{\text{лаб}} = 53.5^\circ$) представлен на Рисунке 2 [22]. Пунктирной линией показан фон. Вклад в фон вносит трехчастичный процесс $\alpha + \alpha + ^7\text{Li}$ (порог 8.66 МэВ).

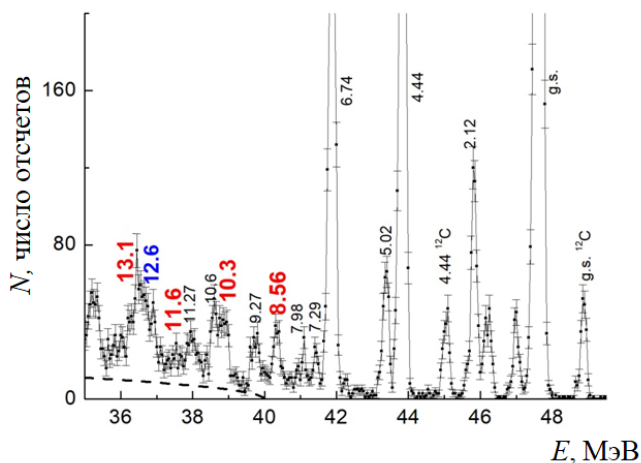


Рисунок 2 – Пример спектра неупругого рассеяния $^{11}\text{B} + \alpha$, $E_\alpha = 65$ МэВ ($\theta_{\text{лаб}} = 53.5^\circ$). Пунктирной линией показан фон. Выделены состояние 8.56 МэВ и члены его вращательной полосы, а также состояние 12.6 МэВ с предполагаемым гигантским радиусом

В диссертационной работе рассматриваются только две группы состояний: 1) отдельно стоящие состояния с энергиями возбуждения менее 7 МэВ; 2) состояния предполагаемой вращательной полосы, базирующейся на состоянии 8.56 МэВ [23,24]. Первая группа состояний интересна с точки зрения проверки применения метода МДМ к «обычным» состояниям ^{11}B , вторая

группа состояний – возможный аналог состояния Хойла и состояния вращательной полосы, базирующейся на нем.

Состояние 8.56 МэВ хорошо выделено. Пик, соответствующий энергии возбуждения ~ 13 МэВ, был разложен на две компоненты с $E^* = 13.1$ и 12.6 МэВ. Согласно [24], последнее состояние имеет изоспин $T = 1/2$.

Дифференциальные сечения неупругого рассеяния $^{13}\text{C} + \alpha$ были измерены с возбуждением состояний ядра ^{13}C до $E^* \sim 12$ МэВ. Характерный измеренный спектр рассеяния $^{13}\text{C} + \alpha$, $E_\alpha = 65$ МэВ ($\theta_{\text{лаб}} = 26^\circ$) представлен на Рисунке 3.

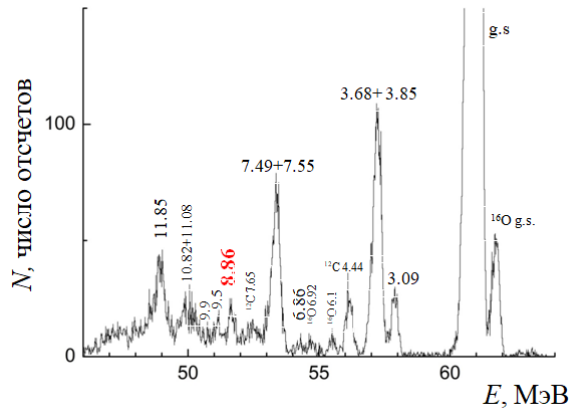


Рисунок 3 – Пример спектра неупругого рассеяния $^{13}\text{C} + \alpha$, $E_\alpha = 65$ МэВ ($\theta_{\text{лаб}} = 26^\circ$). Выделено состояние 8.86 МэВ

В диссертационной работе внимание уделяется только данным для состояния 8.86 МэВ, возможного аналога состояния Хойла.

Во второй главе приводится описание метода МДМ. МДМ - феноменологический эмпирический дифракционный метод, который позволяет определять среднеквадратичный радиус возбужденного короткоживущего состояния ядра непосредственно из экспериментальных данных.

Первые работы по развитию и применению метода представлены в [15-17]. Единственный параметр метода – дифракционный радиус, который определяется по положениям экстремумов угловых распределений упругого и неупругого рассеяния. В МДМ предполагается, что радиус возбужденного состояния определяется соответственно как радиус соответствующего основного состояния добавлением разницы дифракционных радиусов, полученных из неупругого и упругого рассеяния:

$$\langle R^* \rangle = \langle R_0 \rangle + [R_{\text{dif}}^*(\text{in}) - R_{\text{dif}}(\text{el})] \quad (1)$$

Это предположение не может быть строго обосновано, однако логично предположить, что разность среднеквадратичных радиусов состояний в основном определяется разностью их дифракционных радиусов. Аргументом в

пользу такой гипотезы является справедливость фазовых соотношений Блэра [25], проверенных на многочисленных примерах: угловые распределения с передаваемым четным значением углового момента находятся в противофазе с распределениями с нечетными значениями передаваемых моментов.

МДМ восстанавливает реальный радиус ядра через радиус поглощения. Известно, что дифракционная структура дифференциальных сечений рассеяния под малыми углами практически полностью определяется мнимой частью потенциала и почти не чувствительна ни к величине радиуса ядра, ни к конкретному виду неупругого форм фактора. Это убедительно показано в работе Такашины [26], в том числе и на примере возбуждения экзотического состояния 0^+ , 7.65 МэВ ядра ^{12}C , состояния Хойла, об определении радиуса которого пойдет речь в дальнейшем.

Эта особенность МДМ приводит к тому, что ее применимость нельзя проверить более совершенными теоретическими методами, такими, как метод искаженных волн (DWBA) или метод связанных каналов (СС). Справедливость модели подтверждается согласованностью получаемых результатов при изменении экспериментальных условий (разные комбинации сталкивающихся ядер и энергии налетающих частиц) и сравнением с другими методами измерения радиусов.

Естественно, использование МДМ требует выполнения условий применимости дифракционной модели в целом. Это относится к диапазону энергий, удовлетворению адиабатического условия. Рабочий диапазон надежного использования МДМ 10-70 МэВ/нуклон. Конечно, использование МДМ имеет смысл только в случае, если извлеченные значения дифракционных радиусов R_{dif} для конкретной системы налетающее ядро – ядро мишени не зависят от порядкового номера экстремума и плавно зависят от энергии. Очевидно, что используемые для анализа экстремумы угловых распределений должны быть именно дифракционными. Для подтверждения этого факта в сложных случаях могут оказаться необходимыми вычисления с помощью метода искаженных волн или метода связанных каналов, позволяющие исключить вклад других механизмов реакции в представляющей интерес области углов.

Метод МДМ широко применялся для определения радиусов двух типов ядерных состояний: α -кластерных, для которых теория предсказывала аномально большие радиусы, и имеющих нейтронное гало.

В рамках МДМ были проанализированы полученные в настоящей диссертационной работе данные по упругому и неупругому рассеянию $\alpha + ^{12}\text{C}$ с возбуждением состояний 4.44 МэВ 2^+ , 7.65 МэВ 0^+ и 9.64 МэВ 3^- при 65 МэВ, а также литературные данные при следующих энергиях: 60 МэВ [15], 104 МэВ [27], 110 МэВ [15,16], 139 МэВ [28], 166 МэВ [29], 172 МэВ [30], 240 МэВ [31] и 388 МэВ [32,33].

Также в рамках МДМ были проанализированы литературные данные по упругому и неупругому рассеянию $^3\text{He} + ^{12}\text{C}$ с возбуждением состояний 4.44 МэВ 2^+ , 7.65 МэВ 0^+ и 9.64 МэВ 3^- при следующих энергиях ^3He : 34.7 МэВ [34], 50 МэВ [35], 60 МэВ [35], 72 МэВ [36] и 82 МэВ [37], а также дан-

ные по рассеянию ${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C}$ при 124 и 169 МэВ [38] и рассеянию ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$ при 120 [39], 139.5 и 159 МэВ [40].

Дифракционные радиусы R_{dif} , относящиеся к первым четырем состояниям ${}^{12}\text{C}$, полученные из данных по рассеянию ${}^3\text{He} + {}^{12}\text{C}$, $\alpha + {}^{12}\text{C}$, ${}^6\text{Li} + {}^{12}\text{C}$ и ${}^{12}\text{C} + {}^{12}\text{C}$, показаны на Рисунке 4 [18]. Ошибки, указанные на Рисунке 4, отображают неопределенности в определении положений соответствующих минимумов и максимумов, а также ошибки усреднения экстремумов различных порядков. В большинстве случаев, отклонение от средних значений не превышает 0.10 - 0.15 Фм.

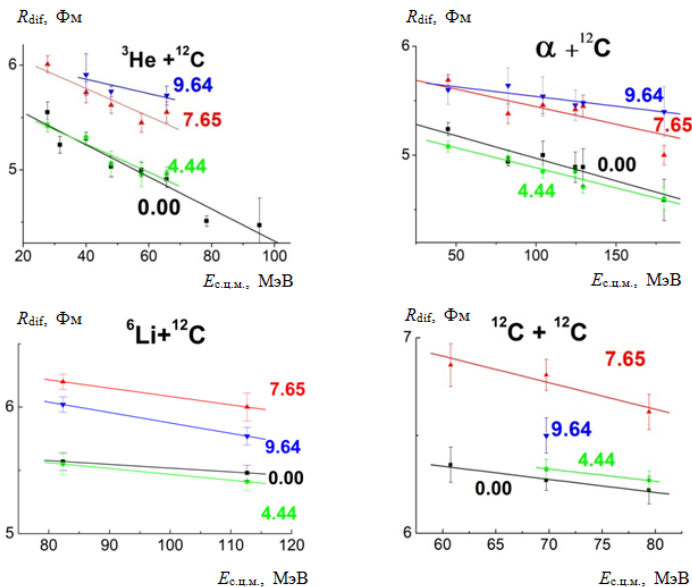


Рисунок 4 – Энергетическая зависимость дифракционных радиусов, полученных из упругого (■) и неупругого рассеяния с возбуждением состояний 2_1^+ при 4.44 МэВ (●), 0_2^+ при 7.65 МэВ (▲) и 3_1^- при 9.64 МэВ (▼) для различных налетающих частиц на ${}^{12}\text{C}$. Сплошные кривые соответствуют линейной аппроксимации данных

Следует отметить следующие характерные особенности дифракционных радиусов. Первое, они плавно (почти линейно) уменьшаются с увеличением энергии. Энергетические зависимости дифракционных радиусов для упругого рассеяния, а также для неупругого с возбуждением трех состояний ведут себя примерно одинаково. Во-вторых, для всех комбинаций ядер и всех энергий, дифракционный радиус основного и первого возбужденного (2_1^+ при 4.44 МэВ) состояний практически одинаковы. В-третьих, и это главный результат, дифракционный радиус для состояния Хойла во всех случаях больше, чем дифракционный радиус для основного состояния. В то же время, как

показано на Рисунке 4, разница $R_{\text{dif}}(7.65) - R_{\text{dif}}(0.00)$, в пределах ошибок, не зависит от энергии. Это выполняется до энергии налетающих частиц ~ 70 МэВ/нуклон, за исключением данных при ~ 100 МэВ/нуклон, где использование дифракционной модели не вполне адекватно из-за увеличивающейся прозрачности ядер, что будет обсуждено далее.

Разница между величинами дифракционных радиусов состояния Хойла и основного состояния составляет ~ 0.6 Фм, не зависит от энергии и типа налетающей частицы. Эти результаты являются аргументами в пользу возможности использования метода для измерения радиусов.

Таким образом, усредняя данные, полученные в рамках МДМ, при разных энергиях и для различных типов налетающих частиц, непосредственно из экспериментальных данных было получено, что среднеквадратичный радиус состояния Хойла: $R_{\text{rms}}(\text{Хойла}) = 2.89 \pm 0.06$ Фм или $R_{\text{rms}}(\text{Хойла}) \approx 1.25 R_{\text{rms}}(\text{g.s.})$ (увеличение радиуса примерно на 25%) [18].

Сравнение полученного результата (колонка ЭКСП) с предсказаниями различных моделей представлено в Таблице 1 [41]. Разброс предсказаний довольно большой, но почти все теоретические модели ожидают значительного увеличения размеров состояния Хойла по сравнению с основным состоянием (2.34 Фм). Наиболее близкое с МДМ значение радиуса было получено в рамках двух моделей: антисимметризованная молекулярная динамика (АМД) [1] и оболочечная модель без ядра [2] (выделено жирным шрифтом). Наибольшие величины радиусов предсказывает α -конденсатная модель [3,5] (колонки 1 и 3).

Таблица 1 – Среднеквадратичные радиусы состояния Хойла ядра ^{12}C , теоретические предсказания и значение, полученное в рамках МДМ

Ссылки на работы	[3]	[4]	[5]	[6]	[7]	[8]	[9]	[1]	[42]	[2]	ЭКСП [18]
R_{rms} , Фм	3.83	3.27	4.31	3.47	3.38	3.22	3.53	2.90	2.4	2.93	2.89±0.06

Радиус состояния 9.64 МэВ 3^{-12}C также получился увеличенным. Усредненное по всем энергиям и всем исследованным комбинациям значение среднеквадратичного радиуса было получено равным 2.88 ± 0.11 Фм.

В ходе применения, было обнаружено, что МДМ имеет границы применимости по энергиям налетающей частицы и передаваемым в ходе рассеяния угловым моментам:

а) для надежной работы МДМ необходимо выполнение адиабатического приближения $E_{\text{с.ц.м.}}/E^* \gg 1$, что определяет нижнюю границу энергии налетающей частицы. В противном случае, когда условие не выполняется, велика вероятность получения заниженного значения дифракционного радиуса.

б) Для передаваемых угловых моментов $\Delta L < 4$ в рамках МДМ были получены или нормальные радиусы, или увеличенные. Однако при больших передаваемых угловых моментах $\Delta L \geq 4$ ситуация меняется. В этом случае для возбужденного состояния получаем дифракционный радиус иногда даже меньше дифракционного радиуса из упругого рассеяния. Среднеквадратичный радиус может быть получен только путем сравнения данных для других состояний при той же энергии налетающей частицы и с передачей того же момента, как в примере с 4^+ состояниями ^{12}C , который будет рассмотрен далее.

в) ограничение сверху по энергии налетающих частиц ~ 70 МэВ/нуклон. Выше этой энергии ядра становятся уже прозрачными. Однако введение дополнительной поправки дает возможность определять радиус и при таких высоких энергиях [43]. Так, поправка к дифракционному радиусу при $E_\alpha = 400$ МэВ была оценена как:

$$\Delta R_{\text{dif}} = 0.5 \pm 0.2 \text{ Фм} \quad (2)$$

Недавние исследования [19] позволили выполнить критическую проверку метода МДМ путем определения радиуса состояния $3.09 \text{ МэВ } 1/2^+_1 \text{ } ^{13}\text{C}$ двумя другими независимыми методами АНК [19] и ЯРМ [17]. ЯРМ – ядерный радужный метод. Как и МДМ, данный метод является модельно-зависимым. Радиус определяется на основании сдвига радужных минимумов в сечениях. То есть по сути ЯРМ дополняет МДМ. Если МДМ работает с областью дифракционных осцилляций под малыми углами, то ЯРМ использует радужный минимум, расположенный в области средних углов. АНК – метод асимптотических нормировочных коэффициентов. Данный метод является теоретически обоснованным. Однако работает только с периферическими реакциями, например, (d,p).

Методы МДМ, АНК и ЯРМ дают совпадающие в пределах ошибок увеличенные значения радиуса состояния $1/2^+_1$ при $3.09 \text{ МэВ } ^{13}\text{C}$.

Близость результатов, полученных методами АНК, ЯРМ и МДМ, подтверждает надежность и адекватность всех трех методов, по крайней мере, при энергиях в несколько десятков МэВ.

В главе 3 обсуждаются состояния ^{12}C , генетически связанные с состоянием Хойла, а также его аналоги в состояниях ^{11}B и ^{13}C . Для всех обсуждаемых состояний определяются радиусы на основе МДМ. Это позволит ответить на вопрос, является ли увеличенный радиус уникальным свойством для состояния Хойла или существуют другие аналогичные состояния.

Прежде всего, это касается состояния 2^+_2 , поиск которого ведется в течение многих лет. Существовало предположение, что структура 2^+_2 состояния сходна со структурой состояния Хойла и по предсказаниям [5] оно имеет гигантский радиус порядка 6 Фм. В последнее время об его открытии было объявлено при энергии возбуждения 9.6 ± 0.1 [44] или $9.84 \pm 0.06 \text{ МэВ}$ [45].

Первая попытка получить радиус 2^+_2 состояния в рамках МДМ была осуществлена в работе [18]. Она была основана на использовании предварительных данных по рассеянию $^{12}\text{C} + \alpha$ при 386 МэВ [33]. Возможность вы-

полнить более точный анализ появилась благодаря новым данным по угловым распределениям неупругого рассеяния с возбуждением состояния 2^+_2 , которые были опубликованы в работах [45] и [46] при энергиях 240 и 386 МэВ. В этих работах представлены мультипольные разложения дифференциальных сечений, измеренных в [31,45], которые соответствуют образованию групп уровней при энергии возбуждения порядка 10 МэВ в ^{12}C . Авторы работ [45,46] применяли различные техники разложения для того чтобы выделить состояние 2^+_2 и вычислить компоненту дифференциального сечения, соответствующую возбуждению состояния 2^+_2 с передачей углового момента $L = 2$: в [45] – метод искаженных волн, в работе [46] – метод связанных каналов.

Данные для компоненты $L = 2$ при двух энергиях 240 и 386 МэВ были проанализированы в рамках МДМ. Принимая среднеквадратичный радиус ^{12}C в основном состоянии равным 2.34 Фм, учитывая поправку для высоких энергий (2), и, усредняя разность $[R_{\text{dif}}(2^+_2) - R_{\text{dif}}(\text{gr.st})]$, полученную при $E(\alpha) = 240$ и 386 МэВ, мы получаем значение среднеквадратичного радиуса для состояния 2^+_2 $R_{\text{rms}} = 2.86 \pm 0.36$ Фм. Эта величина практически совпадает со среднеквадратичным радиусом состояния Хойла 2.89 ± 0.06 Фм [18].

Для идентификации нового состояния 4^+_1 при $E^* = 13.8$ МэВ были использованы не только данные настоящей диссертационной работы при 65 МэВ, но и полученные ранее данные по неупругому рассеянию α -частиц при энергии 110 МэВ [15,16]. Ход сечения для этого состояния в дифракционной области при обеих энергиях подобен ходу сечения для известного 4^+_2 состояния при 14.08 МэВ. МДМ при таких передаваемых моментах ($L \geq 4$) не может быть применен напрямую, т.к. дифракционный радиус оказывается меньше дифракционного радиуса упругого рассеяния, что приводило бы к уменьшенному среднеквадратичному радиусу. Это невозможно, т.к. состояние 4^+_2 является подтвержденным членом вращательной полосы основного состояния, для членов которой равенство радиусов является вполне обоснованным. Среднеквадратичный радиус состояния 13.8 МэВ можно оценить относительно среднеквадратичного радиуса состояния 4^+_2 при 14.08 МэВ, сравнивая их дифракционные радиусы. При 110 МэВ дифракционный радиус состояния 13.8 МэВ оказался равным $R_{\text{диф}} \approx 5.0$ Фм, на 0.8 Фм больше, чем для состояния 14.08 МэВ. Соответственно, разница среднеквадратичных радиусов состояний 13.8 МэВ и 14.08 МэВ имеет то же значение. Аналогичные оценки для экспериментальных данных при 65 МэВ дают значение разницы среднеквадратичных радиусов ~ 0.5 Фм. Среднее значение разницы при двух энергиях составляет ~ 0.7 Фм и хорошо согласуется с разностями величин радиусов ~ 0.6 Фм для возбужденных состояний 0^+_2 и 2^+_2 и основного состояния ^{12}C .

Таким образом, есть основания считать, что состояния 2^+_2 при 9.6/9.8 МэВ и 4^+_1 при 13.8 МэВ являются членами вращательной полосы, базирующейся на состоянии Хойла. Члены полосы состояния Хойла: 0^+_2 при 7.65 МэВ – 2^+_2 при 9.6/9.8 МэВ – 4^+_1 при 13.8 МэВ представлены на Рисунке 5. Для всех членов полосы в рамках МДМ были получены увеличенные на 25-

30 % значения радиусов. Для сравнения показана полоса основного состояния: 0^+_1 g.s. – 2^+_1 при 4.44 МэВ – 4^+_2 при 14.08 МэВ, состояния которой имеют увеличенные радиусы.

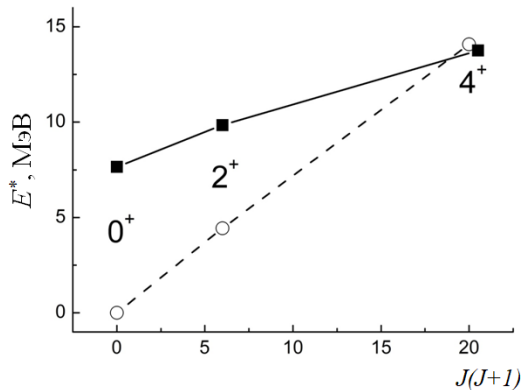


Рисунок 5 – Состояния, относящиеся к вращательным полосам основного состояния (○) и состояния Хойла (■) в ядре ^{12}C . Для наглядности точка для состояния 4^+_1 , 13.8 МэВ вынесена правее

В течение длительного времени ядра ^{13}C и ^{11}B считались хорошими примерами проявления оболочечных эффектов в легких ядрах. До энергий возбуждений 8 - 10 МэВ весь спектр уровней воспроизводился различными вариантами оболочечной модели. Появившиеся новые кластерные модели предсказывают существование в этих ядрах состояний со значительно более сложной структурой, в частности, таких, которые получаются из состояния Хойла удалением протона (^{11}B) и добавлением нейтрона (^{13}C). Вопрос состоит в том, в какой мере эти состояния сохраняют первоначальную кластерную конфигурацию и имеют увеличенные размеры, т.е. могут рассматриваться как аналоги состояния Хойла.

Измеренное дифференциальное сечение неупругого рассеяния при начальной энергии 65 МэВ с возбуждением состояния $1/2^-$, 8.86 МэВ представлено на Рисунке 6 [47] совместно с расчетами на основе метода искаженных волн. Указанное сечение сравнивается с сечением образования состояния Хойла 0^+_2 , 7.65 МэВ в ^{12}C при той же энергии 65 МэВ. В обоих случаях наблюдается подобие в поведении дифракционной части сечений, соответствующих переданному моменту $L = 0$. Среднеквадратичный радиус состояния 8.86 МэВ, определенный с помощью МДМ, оказался увеличенным и равным $R_{\text{rms}} = 2.68 \pm 0.10$ Фм. Полученный радиус для состояния 8.86 МэВ в пределах ошибок близок к радиусу состояния Хойла ($R_{\text{rms}} = 2.89 \pm 0.06$ Фм [18]). Все это позволяет рассматривать эти состояния, как аналоги.

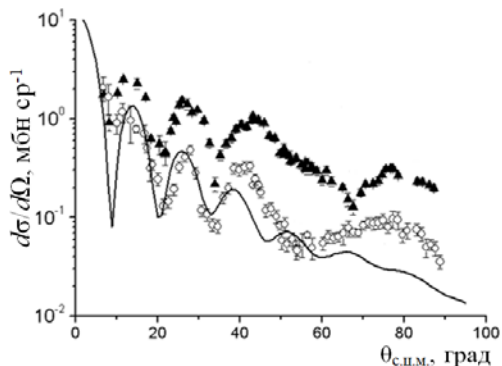


Рисунок 6 – Дифференциальное сечение неупругого рассеяния $\alpha + {}^{13}\text{C}$ при $E(\alpha) = 65$ МэВ с возбуждением состояния 8.86 МэВ (\circ) в ${}^{13}\text{C}$. Сплошная кривая отвечает расчетам по методу искаженных волн с $L=0$. Для сравнения показано дифференциальное сечение неупругого рассеяния с возбуждением состояния Хойла, 0^+_2 , 7.65 МэВ (\blacktriangle) в ${}^{12}\text{C}$

В случае ${}^{11}\text{B}$ первоначально предполагалось [4], что аналогом состояния Хойла является состояние $3/2^-$ с энергией возбуждения 8.56 МэВ, не описывающееся ни в одном из вариантов оболочечной модели. Различные теоретические подходы (антисимметризованная молекулярная динамика (АМД) [4,23], метод ортогонального условия (МОУ) [10]), рассматривая состояние 8.56 МэВ как кластерное со структурой $2\alpha + t$, предсказывали для него радиус, увеличенный по сравнению с радиусом основного состояния. Впоследствии была высказана идея [10], что истинным аналогом состояния Хойла является состояние 12.56 МэВ, для которого предсказывался гигантский радиус порядка 6 Фм.

На Рисунке 7 [47] приведено измеренное дифференциальное сечение неупругого рассеяния ${}^{11}\text{B} + \alpha$ при энергии $E_\alpha = 65$ МэВ с возбуждением состояния 8.56 МэВ в сравнении с такими же данными для неупругого рассеяния ${}^{12}\text{C} + \alpha$ с возбуждением состояния 7.65 МэВ. Они оказались практически совпадающими в дифракционной области.

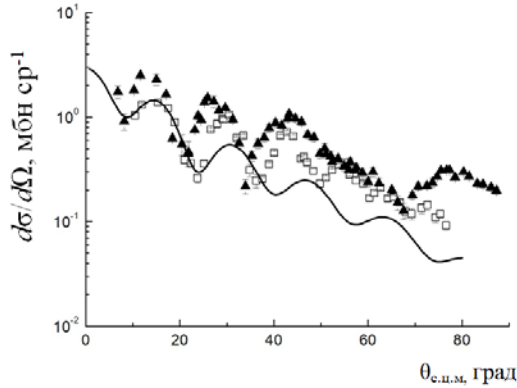


Рисунок 7 – Дифференциальные сечения неупругого рассеяния $^{11}\text{B} + \alpha$, $E_\alpha = 65$ МэВ с возбуждением состояния 8.56 МэВ (\square) и неупругого рассеяния $^{12}\text{C} + \alpha$ при $E_\alpha = 65$ МэВ с возбуждением состояния 7.65 МэВ (\blacktriangle). Сплошная кривая отвечает расчетам по методу искаженных волн с $L=0$

В рамках МДМ были проанализированы имеющиеся экспериментальные данные. Полученный результат представлен в Таблице 2 [41] вместе с теоретическими предсказаниями.

Таблица 2 – Среднеквадратичный радиус состояния $3/2^-_3$ (8.56 МэВ), полученный из экспериментальных данных с помощью МДМ, и теоретических расчетов с использованием АМД и МОУ (для сравнения показан среднеквадратичный радиус состояния Хойла)

Метод	МДМ	МДМ [48]	АМД [23]	МОУ [10]	МДМ, состояние Хойла [18]
R_{rms} , Фм	2.87 ± 0.13	2.99 ± 0.18	3.1	3.0	2.89 ± 0.06

МДМ-анализ, выполненный в настоящей работе, дал значение среднеквадратичного радиуса R_{rms} состояния 8.56 МэВ 2.87 ± 0.13 Фм. Эта величина в пределах ошибок совпадает с результатом предыдущего МДМ-анализа [48], и весьма близка как к предсказаниям теоретических моделей, так и к радиусу состояния Хойла.

Еще одним свидетельством в пользу генетической связи состояния 8.56 МэВ и состояния Хойла является сходство базирующихся на них вращательных полос. АМД-расчеты [23] предсказывают существование вращательной полосы, построенной на состоянии 8.56 МэВ. Там же и в работе [24] было высказано предположение, что эту полосу образует последовательность состояний 8.56 МэВ ($3/2^-$) – 10.34 МэВ ($5/2^-$) – 11.60 МэВ – 13.14 МэВ ($9/2^-$).

В эксперименте наблюдались все состояния, принадлежащие этой полосе. Эта вращательная полоса приведена на Рисунке 8 [47] вместе с вращательной полосой в ядре ^{12}C , базирующейся на состоянии Хойла.

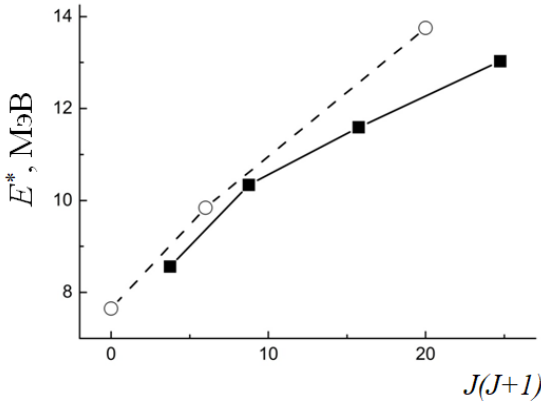


Рисунок 8 – Вращательная полоса $K = 3/2^-$ в ядре ^{11}B , основанная на состоянии 8.56 МэВ (■). Для сравнения приведена вращательная полоса, базирующаяся на состоянии Хойла (0^+_2 , 7.65 МэВ) в ядре ^{12}C (○)

Обращают на себя внимание несколько особенностей показанных на Рисунке 8 вращательных полос. Во-первых, моменты инерций показанных полос сравнимы. Во-вторых, для всех состояний полос в рамках МДМ были получены увеличенные значения радиусов. В большинстве случаев они примерно на 0.7–1.0 Фм превышают значение радиусов основных состояний ^{11}B и ^{12}C .

Таким образом, и величины радиусов, и моменты инерции рассматриваемых состояний ^{11}B оказываются близкими к соответствующим величинам, относящимся к состоянию Хойла в ядре ^{12}C , что позволяет рассматривать состояние 8.56 МэВ ^{11}B как аналог состояния Хойла.

На Рисунке 9 представлены величины радиусов наблюдаемых в эксперименте состояний ^{11}B . Условно состояния ^{11}B можно разделить на две группы: лежащие ниже порога вылета α -частицы и выше. У первой группы состояний неувеличенные радиусы, близкие к радиусу основного состояния, а у второй наблюдается увеличение радиусов. Единственное исключение - состояние с энергией возбуждения 12.6 МэВ (обсуждение этого состояния будет далее).

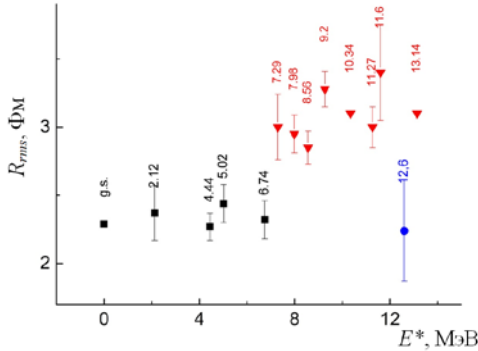


Рисунок 9 – Среднеквадратичные радиусы всех состояний ^{11}B , наблюдавшихся в эксперименте: ■ – для состояний, лежащих ниже порога вылета α -частицы; ▼ – выше порога; ● – для состояния с энергией возбуждения 12.6 МэВ. Показаны ошибки определения величины радиуса. Для двух состояний 10.34 и 13.14 МэВ ошибки не приведены, т.к. радиусы этих состояний определены не при прямом применении МДМ, т.к. передаваемый момент $L = 4$, а путем сравнения

Особо следует остановиться на проблеме состояний ^{11}B в области энергий возбуждения 12.0–12.9 МэВ. Ранее считалось, что здесь имеется единственное состояние 12.56 МэВ со значениями спина и четности $J^\pi = 1/2^+$ и изоспином $T = 3/2$ [49]. В работе [10] было высказано предположение, что состояние 12.56 МэВ на самом деле имеет изоспин $T = 1/2$ и «гигантский» радиус $R_{rms} \approx 6$ Фм, сопоставимый с радиусом ядра урана, и является истинным аналогом состояния Хойла в ядре ^{12}C .

В настоящей работе мы наблюдали состояние с энергией возбуждения 12.6 ± 0.1 МэВ и значениями спина и четности $J^\pi = 3/2^+$. Поскольку исследовалось неупругое рассеяние α -частиц, этому состоянию естественно приписать изоспин $T = 1/2$. В реакции $^7\text{Li}(\alpha, \alpha')$ [24], исследованной с высоким разрешением, было обнаружено состояние с энергией возбуждения 12.63 ± 0.04 МэВ, а состояние с энергией возбуждения 12.56 МэВ вообще не наблюдалось. Помимо очевидного значения изоспина $T = 1/2$, состоянию 12.63 МэВ были приписаны значения спина и четности $J^\pi = 3/2^+$, либо $9/2^+$. Таким образом, скорее всего, в настоящей работе и [24] наблюдалось одно и то же состояние ^{11}B .

МДМ-анализ показал, что состояние 12.6 МэВ имеет «нормальную» величину среднеквадратичного радиуса $R_{rms} = (2.24 \pm 0.37)$ Фм. Таким образом, предсказания α -конденсатной теории [10] об аномальном значении радиуса ядра ^{11}B в рассматриваемом состоянии не подтвердились, и оно не является аналогом состояния Хойла.

В заключении приведены основные результаты работы:

Основные результаты по обнаружению возбужденных состояний с увеличенными радиусами в ядрах ^{11}B , ^{12}C и ^{13}C можно сформулировать следующим образом:

- Впервые получены экспериментальные данные по рассеянию α -частиц на ядрах ^{12}C , ^{11}B , ^{13}C при $E(\alpha) = 65$ МэВ с возбуждением состояний этих ядер до $E^* \sim 10\text{-}15$ МэВ.
- Впервые с использованием экспериментальных данных были определены значения среднеквадратичных радиусов возбужденных состояний ^{12}C . Для состояния Хойла, 0^+ при 7.65 МэВ, и состояний, основанной на нем вращательной полосы (2^+ при 9.6/9.8 МэВ и 4^+ при 13.8 МэВ), состояния 3^- при 9.64 МэВ были получены увеличенные на 25-30% значения радиусов.
- Впервые с использованием экспериментальных данных были определены значения среднеквадратичных радиусов возбужденных состояний ^{11}B и ^{13}C . Для состояния $3/2^-$ при 8.56 МэВ в ^{11}B и $1/2^-$ при 8.86 МэВ в ^{13}C были получены увеличенные значения радиусов, близкие к радиусу состояния Хойла в ^{12}C . Подтверждено существование вращательной полосы, основанной на состоянии 8.56 МэВ в ^{11}B . Для всех членов этой вращательной полосы были также получены увеличенные на 25-30% значения радиусов.
- Экспериментальное определение радиусов возбужденных состояний в настоящей работе явилось тестом для большого числа теоретических моделей, которые разрабатывались с целью описания кластерных состояний в ^{12}C , ^{11}B , ^{13}C . В частности были опровергнуты предсказания α -конденсатной модели о существовании в ядрах ^{12}C и ^{11}B состояний с гигантскими радиусами, и придти к заключению, что α -частичный конденсат, если и существует, то только в рудиментарном виде.

Результаты исследований опубликованы в следующих основных работах:

- A1. Danilov A.N., Belyeva T.L., Demyanova A.S., Goncharov S.A., Ogloblin A.A. Determination of nuclear radii for unstable states in ^{12}C with diffraction inelastic scattering // Phys. Rev. C. 2009. V. 80. P. 054603. DOI:<https://doi.org/10.1103/PhysRevC.80.054603>.
- A2. Оглоблин А.А., Данилов А.Н., Беляева Т.Л., Демьянова А.С., Гончаров С.А., Трашка В. Наблюдение аномально больших радиусов ядер в воз-

- бужденных состояниях вблизи нейтронных порогов // ЯФ. 2011. Т. 74. С. 1581.
- A3. *Ogloblin A.A., Belyaeva T.L., Danilov A.N., Demjanova A.S., Goncharov S.A.* Radius of ^{12}C in the excited 2_2^+ Hoyle state // Eur. Phys. J. A. 2013. V. 41. P. 46. DOI: <https://doi.org/10.1140/epja/i2013-13046-3>.
- A4. *Данилов А. Н., Демьянова А. С., Дмитриев С. В., Оглоблин А. А., Беляева Т. Л., Гончаров С. А., Гуров Ю.Б., Маслов В. А., Соболев Ю. Г., Трзаска В., Хлебников С. В., Хейккинен П., Юлин Р., Тюрин Г. П., Буртебаев Н., Жолдыбаев Т.* Исследование упругого и неупругого рассеяния $^{11}\text{B} + \alpha$ и поиск кластерных состояний ^{11}B с увеличенными радиусами // ЯФ. 2015. Т. 78. С. 828. DOI: 10.7868/S004400271509007X.
- A5. *Гончаров С.А., Демьянова А.С., Оглоблин А.А., Данилов А.Н., Беляева Т.Л., Трзаска В.* Аналоги экзотического состояния Хойла ядра ^{12}C // Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика. Астрономия. 2015. Т. 5. С. 3.
- A6. *Оглоблин А.А., Демьянова А.С., Данилов А.Н., Беляева Т.Л., Гончаров С.А., Трзаска В.* Ядерные состояния с аномально большими радиусами (изомеры размеров) // ЯФ. 2016. Т. 79. С. 328. DOI: 10.7868/S0044002716040188.

Список цитируемой литературы:

1. *Suhara T. and Kanada-En'yo Y.* Quadrupole Deformation β and γ Constraint in a Framework of Antisymmetrized Molecular Dynamics // PTP. 2010. V. 123. P. 303. DOI: <https://doi.org/10.1143/PTP.123.303>.
2. *Dreyfuss A.C. et al.* Hoyle state and rotational features in Carbon-12 within a no-core shell-model framework // Phys. Lett. B. 2013. V. 727. P. 511. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2013.10.048>.
3. *Funaki Y. et al.* Concepts of nuclear α -particle condensation // Phys. Rev. C. 2009. V. 80. P. 064326. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.80.064326>.
4. *Kanada-En'yo Y.* Negative parity states of ^{11}B and ^{11}C and the similarity with ^{12}C // Phys. Rev. C. 2007. V. 75. P. 024302. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.75.024302>.
5. *Yamada T. and Schuck P.* Single α -particle orbits and Bose-Einstein condensation in ^{12}C // Eur. Phys. J. A. 2005. V. 26. P. 185. DOI: <https://doi.org/10.1140/epja/i2005-10168-1>.
6. *Kamimura M.* Transition densities between the 0_1^+ , 2_1^+ , 4_1^+ , 0_2^+ , 2_2^+ , 1_1^- and 3_1^- states in ^{12}C derived from the three-alpha resonating-group wave functions // Nucl. Phys. A. 1981. V. 351. P. 456. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(81\)90182-2](https://doi.org/10.1016/0375-9474(81)90182-2).
7. *Chernykh M. et al.* Structure of the Hoyle State in ^{12}C // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98. P. 032501. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.98.032501>.

8. *Gai M.* The structure of the Hoyle state and its 2^+ partner state in ^{12}C // EPJ Web of Conferences. 2012. V. 38. P. 15001. DOI: <https://doi.org/10.1051/epjconf/20123815001>.
9. *Furutachi N. and Kimura M.* Bent three- α linear-chain structure of ^{13}C // Phys. Rev. C. 2011. V. 83. P.021303. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.83.021303>.
10. *Yamada T., and Funaki Y.* α - α -t cluster structures and $^{12}\text{C}(0^+_{2})$ -analog states in ^{11}B // Phys. Rev. C. 2010. V. 82. P. 064315. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.82.064315>.
11. *Kokalova Tz. et al.* Emission of unbound ^8Be and $^{12}\text{C}^*(0^+_{2})$ clusters in compound nucleus reactions // Eur. Phys. J. A 2005. V. 23. P. 19. DOI: <https://doi.org/10.1140/epja/i2004-10071-3>
12. *Ohkubo S. and Hirabayashi Y.* Bose-Einstein condensation of α particles and Airy structure in nuclear rainbow scattering // Phys. Rev. C. 2004. V. 70. P. 041602. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.70.041602>
13. *Khoa D. T.* Probing the isoscalar excitations of ^{12}C with inelastic alpha scattering // Int. J. Mod. Phys. E. 2008. V. 17. P. 2055. DOI: [10.1142/S0218301308011082](https://doi.org/10.1142/S0218301308011082).
14. *Ogloblin A.A. et al.* Alpha-particle condensation in nuclei: Experimental problems // Phys. At. Nucl. 2006. V. 69. P. 1149. DOI: <https://doi.org/10.1134/S1063778806070088>.
15. *Demyanova A.S. et al.* Study of α - ^{12}C scattering and the structure of exotic 7.65 MeV “Hoyle” state // Preprint IAE (Kurchatov Institute, Moscow). 2007. V. 6470/2.
16. *Demyanova A.S. et al.* Study of α - ^{12}C scattering and the structure of exotic 7.65 MeV “Hoyle” state // Nucl. Phys. A. 2008. V. 805. P. 489.
17. *Demyanova A. S. et al.* Study of "condensate" states in ^{12}C and ^{16}O by inelastic scattering // Int. J.Mod. Phys. E. 2008. V. 17. P. 2118. DOI: <https://doi.org/10.1142/S0218301308011197>.
18. *Danilov A.N. et al.* Determination of nuclear radii for unstable states in ^{12}C with diffraction inelastic scattering // Phys. Rev. C. 2009. V. 80. P. 054603. DOI:<https://doi.org/10.1103/PhysRevC.80.054603>.
19. *Belyaeva T.L. et al.* Determination of neutron halo radii in the first excited states of ^{13}C and ^{11}Be with the asymptotic normalization coefficients method // Phys. Rev. C. 2014. V. 90. P. 064610. DOI:<https://doi.org/10.1103/PhysRevC.90.064610>.
20. *Ogloblin A.A. et al.* Rotational band in ^{12}C based on the Hoyle state // EPJ Web of Conferences. 2014. V. 66. P. 02074. DOI: <https://doi.org/10.1051/epjconf/20146602074>.
21. *Freer M. et al.* Evidence for a new ^{12}C state at 13.3 MeV // Phys. Rev. C. 2011. V. 83. P. 034314. DOI: [10.1103/PhysRevC.83.034314](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.83.034314).

22. Данилов А. Н. и др. Исследование упругого и неупругого рассеяния $^{11}\text{B} + \alpha$ и поиск кластерных состояний ^{11}B с увеличенными радиусами // ЯФ. 2015. Т. 78. С. 828. DOI: 10.7868/S004400271509007X.
23. Suhara T., Kanada-En'yo Y. Cluster structures in ^{11}B // Phys. Rev. C. 2012. 85. P. 054320. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.85.054320>.
24. Yamaguchi H. et al. α resonance structure in ^{11}B studied via resonant scattering of $^7\text{Li} + \alpha$ // Phys. Rev. C. 2011. V. 83. P. 034306. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.83.034306>.
25. Blair J.S. Lectures in Theoretical Physics // 1966. V. 8. (edited by F. D. Kunz, D. A. Lind, and W. E. Britten, University of Colorado Press, Boulder).
26. Takashina M. and Sakuragi Y. $\alpha + ^{12}\text{C}$ inelastic angular distribution and nuclear size of $^{12}\text{C}(0^+_2)$ // Phys. Rev. C. 2006. V. 74. P. 054606. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.74.054606>; Takashina M. Interpretation of a diffraction phenomenon observed in the angular distribution of α inelastic scattering on ^{12}C exciting the 0^+_2 state. // Phys. Rev. C. 2008. V. 78. P. 014602. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.78.014602>.
27. Specht J. et al. Evidence for oblate shape of ^{12}C from inelastic α -particle scattering Nucl. Phys. A. 1971. V. 171. P. 65. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(71\)90363-0](https://doi.org/10.1016/0375-9474(71)90363-0).
28. Smith S. M. et al. The (α, α) , (α, α') and $(\alpha, ^3\text{He})$ Reactions on ^{12}C at 139 MeV // Nucl. Phys. A. 1973. V. 207. P. 273. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(73\)90347-3](https://doi.org/10.1016/0375-9474(73)90347-3).
29. Brissaud I. et al. Elastic scattering of 166 MeV alpha particles on D, C, Si, Sn and Pb // Phys. Lett. B. 1969. V. 30. P. 324. DOI: 10.1016/0370-2693(69)90493-6.
30. Wiktor S. et al. Elastic Scattering of 120, 145 and 172.5 MeV α -Particles by ^{12}C , ^{24}Mg and ^{27}Al and Optical Model Analysis // Acta Phys. Pol. B. 1981. V. 12. P. 491.
31. John B. et al. Isoscalar electric multipole strength in ^{12}C // Phys. Rev. C. 2003. V. 68. P. 014305. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.68.014305>.
32. Itoh M. et al. Study of the cluster state at $E_x = 10.3$ MeV in ^{12}C // Nucl. Phys. A. 2004. V. 738. P. 268. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2004.04.044>.
33. Itoh M. et al. The second 2^+ state at $E_x \sim 10$ MeV in ^{12}C // Nucl. Phys. A. 2008. V. 805. P. 371.
34. Fujisawa T. et al. The Elastic and Inelastic Scatterings of ^3He from ^{12}C at 24.0, 29.2, 34.7 and 39.6 MeV // J. Phys. Soc. Jpn. 1973. V. 34. P. 5. DOI: <https://doi.org/10.1143/JPSJ.34.5>.
35. Burtebaev N. T. et al., Preprint NPI 88-01, Nuclear Physics Institute, Kazakhstan, 1988 (unpublished); Adodin V. V. et al., Preprint NPI 92-01, Nuclear Physics Institute, Kazakhstan, 1992 (unpublished).
36. Dem'yanova A.S. et al. Scattering of ^3He on ^{12}C and the inelastic form factor // Nucl. Phys. A. 1992. V. 542. P. 208. DOI: [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(92\)90213-4](https://doi.org/10.1016/0375-9474(92)90213-4).

37. *Tanabe T. et al.* The (^3He , ^3He), (^3He , $^3\text{He}'$) and (^3He , α) Reactions on ^{12}C at 82.1 MeV // *J. Phys. Soc. Jpn.* 1976. V. 41. P. 361. DOI: <https://doi.org/10.1143/JPSJ.41.361>.
38. *Katori K. et al.* Breakup effects of $^6,7\text{Li}$ on elastic and inelastic scattering from ^{12}C at 18–28 MeV/nucleon // *Nucl. Phys. A.* 1988. V. 480. P. 323. DOI: 10.1016/0375-9474(88)90400-9.
39. *Maslov V.A. et al.* Study of the diffraction scattering $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ with the excitation of the ^{12}C exotic state 0_2^+ (the Hoyle state) // *Physics of Particles and Nuclei Letters.* 2011. V. 8. P. 31. DOI: 10.1134/S1547477111010080.
40. *Kubono S. et al.* 3α -breakup induced dynamical polarization potential of ^{12}C at $E/A \geq 10$ MeV // *Phys. Lett. B.* 1985. V. 163. P. 75. DOI: [https://doi.org/10.1016/0370-2693\(85\)90195-9](https://doi.org/10.1016/0370-2693(85)90195-9).
41. *Оглоблин А.А. и др.* Ядерные состояния с аномально большими радиусами (изомеры размеров) // *ЯФ.* 2016. Т. 79. С. 328. DOI: 10.7868/S0044002716040188.
42. *Epelbaum E. et al.* Ab Initio Calculation of the Hoyle State // *Phys. Rev. Lett.* 2011. V. 106. P. 192501. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.106.192501>.
43. *Ogloblin A.A. et al.* Search for dilute excited states in ^{16}O // *Phys. Rev. C.* 2016. V. 94. P. 051602. DOI:<https://doi.org/10.1103/PhysRevC.94.051602>.
44. *Freer M. et al.* 2^+ excitation of the ^{12}C Hoyle state // *Phys. Rev. C.* 2009. V. 80. P. 041303. DOI:<https://doi.org/10.1103/PhysRevC.80.041303>.
45. *Itoh M. et al.* Candidate for the 2^+ excited Hoyle state at $E_x \sim 10$ MeV in ^{12}C // *Phys. Rev. C.* 2011. V. 84. P. 054308. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevC.84.054308>.
46. *Khoa D.T. et al.* Hindrance of the excitation of the Hoyle state and the ghost of the 2_2^+ state in ^{12}C // *Phys. Lett. B.* 2011. V. 695. P. 469. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.physletb.2010.11.061>.
47. *Гончаров С.А. и др.* Аналоги экзотического состояния Хойла ядра ^{12}C // *Вестник Московского Университета. Серия 3. Физика. Астрономия.* 2015. Т. 5. С. 3.
48. *Demyanova A.S. et al.* Radii of cluster states in ^{11}B and ^{13}C // *Int. J. Mod. Phys. E.* 2011. 20, P. 915. DOI: <https://doi.org/10.1142/S0218301311018964>.
49. *Kelley J.H. et al.* Energy levels of light nuclei $A=11$ // *Nucl. Phys. A.* 2012. V. 880 P. 88. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2012.01.010>.