

СОДЕРЖАНИЕ

Том 83, номер 6, 2020

ЯДРА

Эксперимент

- Актуальные проблемы создания ядерно-оптического стандарта частоты на основе ^{229}Th
Л. Ф. Витушкин, Ф. Ф. Карпешин, М. Б. Тржасковская 463
- Наблюдение фазового перехода жидкость–газ при аннигиляции антипротонов в ядерной эмульсии
В. В. Дубинина, Н. П. Егоренкова, Е. А. Пожарова, В. А. Смирнитский 470
- Исследование фотонейтронных реакций, приводящих к образованию и распаду изотопа ^{102}Pd
С. С. Бельшев, Б. С. Ишханов, А. А. Кузнецов, А. А. Просняков, Н. Ю. Фурсова, В. В. Ханкин 474

Теория

- Самосогласованный расчет зарядовых радиусов в длинной изотопической цепочке $^{58-82}\text{Cu}$
И. Н. Борзов, С. В. Толоконников 482
- $\Delta I = 1$ “staggering”-эффект в энергетическом спектре γ -полосы тяжелых четно-четных ядер
М. С. Надирбеков, С. Н. Кудиратов, Ф. Н. Темиров 495

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

Теория

- Рождение возбужденных состояний дважды тяжелых барионов на Большом адронном коллайдере
А. В. Бережной, И. Н. Белов, А. К. Лиходед 504

Материалы Сессии-конференции Секции ядерной физики ОФН РАН, 10–12 марта 2020 г., Новосибирск

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

Эксперимент

- Эксперимент Baikal-GVD
А. В. Аврорин, А. Д. Аврорин, В. М. Айнутдинов, Р. Баннаш, З. Бардачова, И. А. Белолопчиков, В. Б. Бруданин, Н. М. Буднев, А. Р. Гафаров, К. В. Голубков, Н. С. Горшков, Т. И. Гресь, Р. Дворницкий, Г. В. Домогацкий, А. А. Дорошенко, Ж.-А.М. Джилкибаев, В. Я. Дик, А. Н. Дячок, Д. Н. Заборов, Р. А. Иванов, М. С. Катулин, К. Г. Кебкал, О. Г. Кебкал, В. А. Кожин, М. М. Колбин, К. В. Конищев, А. В. Коробченко, А. П. Кошечкин, М. В. Круглов, М. К. Крюков, В. Ф. Кулепов, М. Б. Миленин, Р. А. Миргазов, В. Назари, Д. В. Наумов, А. И. Панфилов, Д. П. Петухов, Е. Н. Плисковский, М. И. Розанов, В. Д. Рушай, Е. В. Рябов, Г. Б. Сафронов, Ф. Шимкович, А. В. Скурихин, А. Г. Соловьев, М. Н. Сороковиков, И. Штекл, О. В. Суворова, Е. О. Сушенок, В. А. Таболенко, Б. А. Таращанский, Л. Файт, С. В. Фиалковский, Е. В. Храмов, Б. А. Шайбонов, М. Д. Шелепов, Е. Эцкерова, С. А. Яковлев 511
- Выделение процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ по времени в калориметре
М. Н. Ачасов, А. Ю. Барняков, А. А. Байков, К. И. Белобородов, А. В. Бердюгин, А. Г. Богданчиков, А. А. Ботов, В. Б. Голубев, Т. В. Димова, В. П. Дружинин, В. Н. Жабин, В. В. Жуланов, Л. В. Кардапольцев, Д. П. Коврижин, А. А. Король, А. С. Кунич, К. А. Мартин, Н. А. Мельникова, Н. Ю. Мучной, А. Е. Образовский, Е. В. Пахтусова, К. В. Пугачев, Я. С. Савченко, С. И. Середняков, З. К. Силагадзе, И. К. Сурин, Ю. В. Усов, А. Г. Харламов, Д. А. Штоль 518

Проект Супер Чарм-Тау фабрики <i>Д. А. Епифанов</i> (от имени коллаборации СЧТФ)	521
Наблюдение необычной длинной компоненты в электролюминесцентном сигнале двухфазного детектора в аргоне <i>А. Бондарь, Е. Борисова, А. Бузулуцков, В. Олейников, А. Соколов, Е. Фролов</i>	526
Наблюдательная астрономия: статус 2020 <i>В. Г. Сурдин</i>	531
Тенденции и перспективы развития распределенных вычислений и аналитики больших данных для поддержки проектов класса мегасайенс <i>В. В. Кореньков</i>	534
Теория	
<i>D</i> -волновые и другие возбуждения B_c -мезонов на LHC <i>А. В. Бережной, И. Н. Белов, А. К. Лиходед</i>	539
Экзотические адроны с тяжелыми кварками <i>А. В. Нефедьев</i>	545
Связь полей тяжелого кварка в КХД и HQET в 4 петлях <i>А. Г. Грозин, П. Марквард, А. В. Смирнов, В. А. Смирнов, М. Штайнхаузер</i>	550

АКТУАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ СОЗДАНИЯ ЯДЕРНО-ОПТИЧЕСКОГО СТАНДАРТА ЧАСТОТЫ НА ОСНОВЕ ^{229}Th

© 2020 г. Л. Ф. Витушкин¹⁾, Ф. Ф. Карпешин¹⁾*, М. Б. Тржасковская²⁾

Поступила в редакцию 13.02.2020 г.; после доработки 03.03.2020 г.; принята к публикации 03.03.2020 г.

На примере ядра ^{229}Th , которое является наиболее вероятным кандидатом на роль будущего стандарта частоты, показано, что взаимодействие ядра с внешним полем лазера нельзя рассматривать в отрыве от свойств электронной оболочки. Производится анализ новых экспериментальных результатов. Извлекается информация о вкладе $E2$ -компоненты в электромагнитный распад изомера. Рассмотрено вероятное решение ториевой загадки. Оно, во-первых, указывает на первое наблюдение зависимости времени жизни ядерного изомера от внешних условий. Во-вторых, оно демонстрирует выравнивающую роль фрагментации одноэлектронных уровней, что делает резонансное усиление электрон-ядерного взаимодействия более вероятным.

DOI: 10.31857/S0044002720050207

1. ВВЕДЕНИЕ

В ряде лабораторий мира проводится исследование свойств изомерного уровня ^{229}Th . Интерес вызван тем, что в этом ядре обнаружен наиболее низкий изомерный уровень при энергии менее 10 эВ [1–6]. Сводка экспериментальных значений приведена в разд. 4. Для определенности будем использовать в расчетах “устоявшееся” значение 7.6 эВ [1], если не оговорено иначе. В пределах погрешности оно не противоречит остальным измерениям [2–6]. Изомер девозбуждается $M1$ -переходом в основное состояние с собственным временем жизни около 3 ч, что соответствует радиационной ширине уровня $\sim 10^{-20}$ эВ. Нуклид ^{229}Th является наиболее вероятным кандидатом на создание ядерно-оптических часов следующего поколения. Существует специальный европейский проект NUCLOCK (www.nuclock.eu), направленный на решение данной задачи. Тем не менее следует обратить внимание на то, что не просматривается системный подход к постановке экспериментов, который должным образом учитывает результаты последних теоретических исследований, что безусловно замедляет прогресс в данной области.

^{229}Th имеет самую низкую энергию возбуждения среди известных ядер. При такой энергии уровень “запутан” со многими атомными уровнями. Это значит, что простого радиационного перехода

мы практически никогда не увидим. Вместо этого будет совокупность процессов: внутренняя конверсия (ВК) в нейтральных атомах, электронные мостики в ионах. Два открытия ознаменовали исследования последних лет.

1) Открытие в Мюнхенском университете имени Людвиг и Максимилиана конверсионного распада из изомерного состояния [3], предсказанного еще в работе [7]. Период жизни изомера точно совпал с расчетным: 10 мкс. Анализ результатов этого эксперимента породил ториевую загадку, с тех пор активно обсуждаемую в литературе.

2) В Политехническом институте Брауншвейга были измерены магнитный дипольный и электрический квадрупольный моменты ядра ^{229}Th в изомерном состоянии [8]. Ранее были известны значения в основном состоянии: магнитный момент $\mu = 0.360(7)\mu_N$ (μ_N — ядерный магнетон) и внутренний квадрупольный момент $Q_0 = 8.8(1)$ е бн. Моменты в изомерном состоянии оказались равными: $\mu_m = -0.37(6)\mu_N$ и $Q_0^m = 8.7(3)$ е бн. Разберем эти два экспериментальных результата подробнее.

2. ТОРИЕВАЯ ЗАГАДКА И ЕЕ РЕШЕНИЕ

В эксперименте [3] наряду с нейтральными атомами тория были получены ограничения на времена жизни изомера в одно- и двукратно-ионизованных атомах: $T^+ < 0.01$ с, $T^{++} > 2$ мин соответственно. Наиболее интересен случай однократных ионов. Расчет [9] дает для них значение времени жизни ~ 1 с при факторе резонансной конверсии $R \approx 5900$. Вопрос: чем можно объяснить расхождение на два порядка величины? В зарубежной литературе ситуацию уже назвали ториевой загадкой.

¹⁾ВНИИМ им. Д. И. Менделеева, Санкт-Петербург, Россия.

²⁾НИЦ “Курчатовский институт” — ПИЯФ, Гатчина, Россия.

*E-mail: fkarpeshin@gmail.com

Этот факт имеет поучительное объяснение, основанное на физике конверсионных процессов. Несмотря на кажущуюся простоту, в ходе их изучения возникает ряд тонкостей, недооценка которых раз за разом становится причиной неудач. Чтобы лучше в них разобраться, кратко остановимся на конкретных примерах.

2.1. Роль внутренней конверсии во взаимодействии атомов ^{229}Th с электромагнитным полем

Потенциал ионизации нейтрального атома тория равен 6.1 эВ. Поэтому основным каналом распада изомера является ВК. Показательно, что в 1997 г. Ирвин и Ким сообщили [10], что якобы наблюдали фотоны от распада изомера. Тогда считалось, что его энергия равна 3.5 эВ. Авторам настоящей работы пришлось написать опровержение [11], в котором напоминалось, что и в отсутствие ВК распад происходит путем подпороговой, или резонансной конверсии через электронные мостики [12, 13]. Расчеты [11–13], выполненные по методу Дирака–Фока, показали, что в случае принятой тогда энергии изомера 3.5 эВ распад через электронные мостики в 1600 раз более вероятен. Это не оставляло никаких шансов на наблюдение прямого радиационного распада ядра. Впоследствии был сделан вывод, что эффект вызван присутствием фона от сторонних альфа-частиц [14, 15].

Ториевая же загадка возникла еще до выхода работы [9] при попытках извлечь оценку времени жизни T^+ из работы [16]. При этом расхождение оказывается даже на два порядка больше, чем указано выше. В [16] авторы вычисляли вероятность возбуждения изомера лазером методом двухфотонного поглощения через электронную оболочку в однократных ионах тория. Валентная конфигурация электронов в основном состоянии предполагалась $7s(6d)^2$. Один из валентных электронов совершает цикл переходов по цепочке $6d-7p-X-6d$. Т.е. первый резонансный фотон переводит валентный $6d$ -электрон в $7p$ -уровень с энергией 3.084 эВ. Затем этот же электрон поглощает второй фотон, после чего передает ядру уже суммарную энергию двух фотонов, а сам возвращается в основное состояние $6d$. Недостатки этой схемы рассмотрены в работах [17, 18], и здесь мы на них не останавливаемся. Заметим лишь, что, во-первых, уровень X не конкретизирован. В случае резонанса ему можно приписать квантовые числа $8s$ - или $7d$ -уровня. В любом случае нетрудно видеть, что данная схема исключает самый эффективный для накачки ядра резонансный переход электрона $8s-7s$ [19]. Это занижает эффективность всей схемы до трех порядков: вспомним указанную выше работу [10],

в которой полагалось, что фактор электронного мостика единица, тогда как он был 1500.

Во-вторых, предполагалось, что атом уже находится в состоянии $7p$, и вычислялась только часть амплитуды перехода, начиная со второго фотона: $7p-X-6d$, в результате которого атом оставался в основном состоянии с изомерным ядром. Казалось бы, вычисленную амплитуду можно использовать для расчета времени жизни изомера в однократных ионах — ввиду T -инвариантности квантовой электродинамики. Это ошибочное суждение и породило ториевую загадку. Ошибка состоит в том, что электронный мостик инициируется конверсионным подбросом электрона $6d$ в возбужденное X -состояние ($8s$ или $7d$), в то время как гораздо более сильный механизм конверсионного $7s-8s$ -перехода опять остается за рамками. Это приводит к тому, что при энергии изомера 7.8 эВ согласие с экспериментом в 20–100 раз хуже нашего, приведенного выше. Таким образом, последовательный расчет [9] значительно снижает остроту ториевой загадки, но не решает ее окончательно. Остается еще зазор с экспериментом в два порядка величины.

2.2. Зависимость времени жизни ядра от внешних условий как аргумент в решении ториевой загадки

Следующий момент, на который хотелось бы обратить внимание, состоит в том, что ядра, распадающиеся посредством резонансной конверсии, оказываются очень уязвимы от воздействия внешних условий. В самом деле: в случае традиционной ВК, получив от ядра энергию, конверсионный электрон покидает пределы атома. В случае резонансной конверсии конверсионный электрон остается в атоме на возбужденном уровне. Дальнейшая его судьба зависит от воздействия среды. Разберем этот вопрос подробнее.

Дело в том, что 0.01 с — это время, которое только что возникшие в результате альфа-распада ^{233}U ионы $^{229m}\text{Th}^+$ проводят в воронке в атмосфере буферного газа при давлении 40 мбар. Можно оценить, что при этом давлении линии претерпевают столкновительное уширение приблизительно в 10 раз.

Таким образом, с начальных четырех порядков накал парадокса ториевой загадки уменьшается до одного порядка величины. В свою очередь, данное остаточное расхождение можно рассматривать как результат случайного резонанса одного из сотен электронных переходов с изомерным [20]. При этом усиление на порядок величины вовсе не является маловероятным событием. В работе [20] подчеркнута важная физическая особенность: фрагментация одночастичных электронных уровней в целом

снижает вероятный разброс вычисленных значений, делая резонансный фактор конверсии более плавной функцией энергии перехода, а случайное усиление на порядок величины — более вероятным. Физическая причина та же самая, что и усиления эффекта несохранения пространственной четности в компаунд-ядре за счет фрагментации одночастичных нуклонных волновых функций [21]. Так и в работе [9]: фрагментация рассчитана путем смешивания электронных конфигураций. Полученное значение вероятности усиления в 10 раз в предположении того, что энергия изомера принимает случайное значение на интервале 7.6 ± 0.5 эВ, отнюдь не мало и составляет 40%. Будущие исследования должны пролить свет на этот интереснейший вопрос.

3. АНАЛИЗ МАГНИТНОГО И КВАДРУПОЛЬНОГО МОМЕНТОВ ^{229m}Th

Использование измеренных значений магнитного и квадрупольного моментов ^{229}Th в изомерном состоянии [8] позволяет значительно расширить и углубить наши знания о свойствах нуклида. Прежде всего, знание внутреннего квадрупольного момента Q_0 позволяет рассчитать парциальные ширины радиационных переходов между состояниями, принадлежащими к одной радиационной полосе, построенной на изомерном уровне $I^\pi K = 3/2^+ 3/2$. Прежде всего, это ближайший к изомерному 29.19 кэВ переход $5/2^+ 3/2$ в $3/2^+ 3/2$. Вычитая полученное значение из полной ширины уровня, измеренной в недавней работе [5], можно уточнить радиационную ширину межполосного перехода в основное состояние и распространить полученное значение для извлечения времени жизни изомерного уровня³⁾.

3.1. Вероятность квадрупольных $E2$ -переходов

Приведенная вероятность радиационного внутриволосного $E2$ -перехода определяется по формуле [22]

$$B(E2; I_1 K \rightarrow I_2 K) = \frac{5}{16\pi} Q_0^2 C^2(I_1 K 2 0 | I_2 K). \quad (1)$$

В (1) $C(I_1 K 2 0 | I_2 K)$ — коэффициенты Клебша–Гордана, I_1, I_2 — спины ядра в начальном и конечном состояниях, K — проекция внутреннего углового момента на ось симметрии ядра. В свою очередь, парциальная вероятность радиационного перехода мультипольности τL в единицу времени

$\Gamma(\tau L)$ связана с приведенной вероятностью $B(\tau L)$ посредством формулы

$$\Gamma(\tau L) = \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \omega_n^{2L+1} B(\tau L). \quad (2)$$

По формулам (1) и (2) можно рассчитать вероятность внутриволосного перехода:

$$B(E2) = 1.28 (e \text{ бн})^2$$

и соответственно

$$\Gamma_\gamma^{\text{in}}(E2) = 4.4 \times 10^{-10} \text{ эВ}.$$

Здесь и ниже верхними индексами in и sg помечены внутри- и межполосные переходы, нижние индексы γ, c и t показывают, что речь идет о радиационной, конверсионной или полной ширине соответственно.

Для расчета полных ширин нам понадобятся значения коэффициентов внутренней конверсии (КВК) для этого перехода. Они были рассчитаны по программе RAINE [23], составив $\alpha(M1) = 139.8$, $\alpha(E2) = 4270$ для $M1$ - и $E2$ -мультиполей соответственно. А полная ширина внутриволосного $E2$ -перехода

$$\Gamma_t^{\text{in}}(E2) = (1 + \alpha(E2)) \Gamma_\gamma^{\text{in}}(E2) = 1.90 \times 10^{-6} \text{ эВ}.$$

3.2. Вероятность переходов магнитного типа

Магнитный момент μ коллективного вращательного состояния с квантовыми числами IK определяется формулой [22]:

$$\mu = g_R I + (g_K - g_R) \frac{K^2}{I+1} \quad (3)$$

с параметрами g_R — гиромагнитного отношения для коллективного вращения ядра как целого, и $(g_K - g_R)K$, характеризующим внутреннее движение нуклонов в системе координат, связанной с ядром. Вероятность же радиационных внутриволосных $M1$ -переходов целиком определяется внутренним движением нуклонов:

$$B(M1; I_1 K \rightarrow I_2 = I_1 \pm 1, K) = \frac{3}{4\pi} \mu_N^2 (g_K - g_R)^2 K^2 C^2(I_1 K 1 0 | I_2 K). \quad (4)$$

Если бы в (3) можно было пренебречь первым слагаемым, знания магнитного момента было бы достаточно для расчета вероятности внутриволосных переходов. Однако обычно оба вклада близки. Ниже мы в этом убедимся. Поэтому знания магнитного момента недостаточно для определения вероятности внутриволосных переходов, в отличие от квадрупольных переходов. В этом случае параметр $(g_K - g_R)^2 K^2$ можно определить по известным вероятностям внутриволосных радиационных

³⁾Мы используем систему единиц $\hbar = 1, c = 1$.

переходов между более высокорасположенными состояниями ядра, которые заселялись, например, в α -распаде ^{233}U [24], либо β -распаде ^{229}Ac [25]. Работа [24] выполнена в предположении, что кориолисово взаимодействие не играет существенной роли. Была использована обобщенная модель ядра с сильной связью, с одинаковым квадрупольным моментом для обеих вращательных полос. В частности, таким путем было получено значение $B(M1) = 0.048\mu_N^2$ для 29.19 кэВ $M1$ -перехода в изомерное состояние [24]. Если бы мы пренебрегли коллективным слагаемым в (3), получили бы для $B(M1)$ значение вдвое меньше. По формуле (2) получим значение парциальной радиационной ширины 29.19 кэВ перехода в изомерное состояние $\Gamma(M1) = 1.38 \times 10^{-8}$ эВ. Аналогичным образом в работе [24] вычислены и приведенные вероятности межполосных переходов, включая изомерный переход $5/2^+3/2$ в $5/2^+5/2$, энергия которого считалась равной 3.5 эВ. Однако на этом пути возникают трудности, связанные с необходимостью разделения вклада переходов мультипольности $M1$ от $E2$. Проблема усложняется ввиду влияния кориолисова взаимодействия, взаимодействия фононов, неадиабатических эффектов и других факторов. Эти факторы были приняты во внимание при анализе мультипольного состава радиационных переходов в более поздней работе [25]. Сравнение результатов [24, 25] показывает в ряде переходов значительные различия, что указывает на важность учета указанных эффектов.

3.3. Радиационные ширины межполосных переходов в основное состояние

Для наших целей изучения свойств изомерного перехода ввиду его применения для конструирования ядерно-оптических часов наиболее существен ближайший межполосной переход 29.19 кэВ $5/2^+3/2 \rightarrow 5/2^+5/2$. Впервые прямую информацию о радиационной ширине этого перехода предоставил недавний эксперимент [5]. В нем было измерено сечение фотовозбуждения уровня 29.19 кэВ $5/2^+3/2$. Новация этого метода очевидна: он основан на прямом измерении парциальной радиационной ширины перехода из основного состояния $5/2^+5/2$ в возбужденное, принадлежащее изомерной ротационной полосе. Более того, электронная оболочка не оказывает влияния на вероятность фотовозбуждения. Поэтому отсутствует выигрыш в пользу $E2$ -компоненты, как в случае радиационного девозбуждения в нейтральном атоме благодаря большим значениям КВК для этого перехода. Следовательно, можно сделать вывод о пренебрежимой роли примеси $E2$ -мультипольности в сечении фотовозбуждения. Таким образом, измеренная в

работе ширина $\Gamma_\gamma^{\text{cr}}(M1) = 1.70 \pm 0.40$ нэВ представляет собой чистую радиационную ширину $M1$ -перехода $5/2^+3/2 \rightarrow 5/2^+5/2$. С учетом ВК, следовательно, можно заключить, что полная ширина данного перехода мультипольности $M1$:

$$\begin{aligned} \Gamma_t^{\text{cr}}(M1) &= \Gamma_\gamma^{\text{cr}}(M1) + \Gamma_c^{\text{cr}}(M1) = \\ &= (1 + \alpha(M1))\Gamma_\gamma^{\text{cr}}(M1) = 0.238 \times 10^{-6} \text{ эВ}. \end{aligned}$$

Более того, в работе [5] был измерен период полураспада уровня 29.19 кэВ: $T_{1/2} = 82.2 \pm 4$ пс, отвечающий полной ширине $\Gamma_t = (5.55 \pm 0.04) \times 10^{-6}$ эВ. Фактически этих данных достаточно для прямой оценки характеристик внутри- и межполосного 29.19 кэВ переходов из этого уровня, а также изомерного перехода в рамках обобщенной модели ядра. Посмотрим, какие ограничения это налагает на приведенную вероятность внутриволосного $M1$ -перехода. Полная ширина состоит из четырех компонент:

$$\begin{aligned} \Gamma_t &= \Gamma_t^{\text{in}}(M1) + \Gamma_t^{\text{in}}(E2) + \\ &+ \Gamma_t^{\text{cr}}(M1) + \Gamma_t^{\text{cr}}(E2). \end{aligned} \quad (5)$$

В первом приближении в (5) можно пренебречь шириной межполосного $E2$ -перехода $\Gamma_t^{\text{cr}}(E2)$ по сравнению с $\Gamma_t^{\text{in}}(E2)$. Тогда из (5) сразу получим значение $\Gamma_t^{\text{in}}(M1) = 4.37 \times 10^{-6}$ эВ и с учетом КВК собственную ядерную радиационную ширину $\Gamma_\gamma^{\text{in}}(M1) = 3.12 \times 10^{-8}$ эВ. Таким образом, полная ширина уровня 29.19 кэВ почти целиком исчерпывается внутриволосным $M1$ -переходом. Это наводит на мысль, что полная ширина в работе [5] завышена на величину 1.2 мкэВ. В нашем подходе это настолько же уменьшит полную ширину внутриволосного $M1$ -перехода, не затрагивая трех других парциальных ширин. Величину примеси $E2$ -переходов обычно характеризуют параметром $\delta^2 = \Gamma_\gamma^{\text{in}}(E2)/\Gamma_\gamma^{\text{in}}(M1)$, приведенным ниже.

Можно оценить и поправку на учет межполосного $E2$ -перехода. Наибольшее экспериментальное значение для этой компоненты следует из работы [20]: $B(E2) = 0.41$ (e бн) 2 , откуда $\Gamma_\gamma^{\text{cr}}(E2) = 7.05 \times 10^{-11}$ эВ, и $\Gamma_t^{\text{cr}}(E2) = 0.301 \times 10^{-6}$ эВ. В итоге полная ширина внутриволосного $M1$ -перехода в (5) только слегка уменьшится и станет 4.07×10^{-6} эВ. С учетом КВК найдем радиационную ширину $\Gamma_\gamma^{\text{in}}(M1) = 2.91 \times 10^{-8}$ эВ.

Для наглядности приведем полученные выше значения в виде схемы на рис. 1. Значения примеси $E2$ -компоненты составляют 0.0076 и 0.041 для внутриволосного и межполосного переходов соответственно. Таким образом, с учетом конверсионного канала параметры примеси $E2$ -компоненты становятся $(\delta_c^{\text{in}})^2 = 0.23$, $(\delta_c^{\text{cr}})^2 = 1.26$.

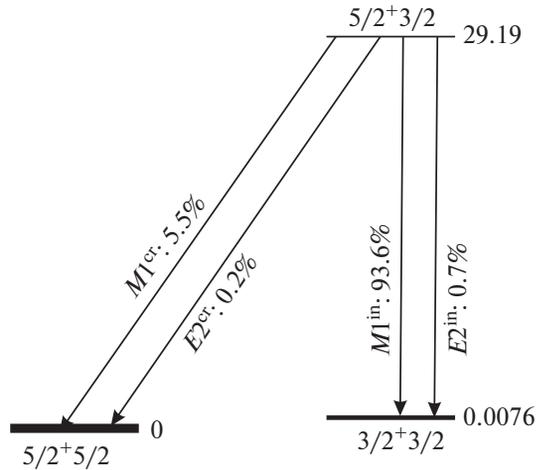


Рис. 1. Схема $M1$ - и $E2$ -переходов между основным и изомерным уровнем, с одной стороны, и 29.19 кэВ ротационным уровнем $5/2^+3/2$, построенным на изомерном состоянии как основании полосы. Приведены относительные интенсивности радиационных переходов, нормированные на 100%.

4. СТАТУС СОВРЕМЕННОЙ БАЗЫ ДАННЫХ ОБ ИЗОМЕРНОМ СОСТОЯНИИ ^{229m}Th

Теперь можно сделать решающий шаг: используя приведенные ширины для межполосного 29.19 кэВ перехода, вычислить приведенные вероятности $B(E2)$ и $B(M1)$ по формулам (1), (4) для 8.2 эВ перехода ядра из изомерного состояния в основное, а также соответствующие времена жизни и парциальные ширины изомерного состояния (2). Более того, мы можем использовать полученные значения для завершения мультипольного анализа изомерного перехода, а точнее, оценить возможную примесь $E2$ -мультипольности. Это межполосный переход. Поэтому основная компонента — радиационный $M1$ -переход — получается непосредственным пересчетом из радиационной ширины межполосного 29.19 кэВ перехода с учетом различия в энергии перехода (пропорциональность энергии ω^3) с последующим умножением результата на отношение квадратов коэффициентов Клебша—Гордана

$$C^2(3/2\ 3/2\ 11|5/2\ 5/2)/C^2(5/2\ 3/2\ 11|5/2\ 5/2) = 3.5.$$

В результате получим

$$\Gamma_\gamma^{\text{is}}(M1) = 1.32 \times 10^{-19} \text{ эВ}.$$

Соответствующий период полураспада равен 1 ч. Аналогично можно оценить и примесь $E2$ -мультипольности путем пересчета радиационной ширины $\Gamma_\gamma^{\text{cr}}(E2)$. Получим $\Gamma_\gamma^{\text{is}}(E2) = 1.23 \times 10^{-28} \text{ эВ}$.

Отсюда следует оценка для δ^2 изомерного перехода: $\delta^2 = 0.93 \times 10^{-9}$. Вычисленные полные КВК

для этого перехода $\alpha(M1) = 1.11 \times 10^9$, $\alpha(E2) = 8.46 \times 10^{15}$. С учетом КВК найдем мультипольные ширины конверсионных переходов $\Gamma_c^{\text{is}}(M1) = 1.47 \times 10^{-10} \text{ эВ}$, $\Gamma_c^{\text{is}}(E2) = 1.04 \times 10^{-12} \text{ эВ}$. Для сравнения отметим, что если использовать приведенную вероятность $B(M1) = 0.043\mu_N^2$ из работы [19], то для собственной радиационной ширины получилось бы значение $\Gamma_\gamma^{\text{is}}(M1) = 2.74 \times 10^{-19} \text{ эВ}$ и 1933 с для периода полураспада. Далее, для отношения конверсионных ширин получим значение $\Gamma_c^{\text{is}}(E2)/\Gamma_c^{\text{is}}(M1) = 0.0071$, т.е. на уровне 1%.

Если использовать значение $\omega_n = 7.1 \text{ эВ}$, близкое к полученному в [6], то радиационные ширины слабо уменьшатся (на 35% для $E1$ -переходов и в два раза — для $E2$ -переходов). Соответственно, уменьшится на 25% параметр δ^2 . Примечательно, что параметр $(\delta_c)^2$ остается неизменным [9]. Наше отношение конверсионных ширин изомерного перехода приблизительно вдвое больше полученного в [26]. Подчеркнем в этой связи, что наша оценка основана на максимальном известном значении примеси $E2$ -компоненты и новых экспериментальных данных несколько не отраженных в [26]. Качественное согласие можно констатировать и с теоретическим расчетом [27], основанном на преобразовании Боголюбова.

В заключение этого раздела, резюмируем известные в литературе на сей день свойства изомера. Энергия уровня ω_n : $7.6 \pm 0.5 \text{ эВ}$ [1]; $7.8 \pm 0.5 \text{ эВ}$ [2]; $8.28 \pm 0.17 \text{ эВ}$ [4]; $2.5 < \omega_n < 8.9 \text{ эВ}$ [5]; $7.1 (+0.1) (-0.2) \text{ эВ}$ [6]; $8.09_{-0.27}^{+0.18} \text{ эВ}$ [28].

Период полураспада в нейтральном атоме 7 мкс. Фактор запрета по Вайскопфу $H = 80$ [3, 7]. Эта величина находится в разумном согласии с полученной оценкой в настоящей работе на основе анализа экспериментальных данных [5, 8].

Согласно [6], период полураспада в голем ядре $1880 \pm 170 \text{ с}$. Практически эта величина совпадает с цитированной выше согласно [24].

Магнитный момент в изомерном состоянии: $\mu_m = -0.37(6)\mu_N$ [8].

Внутренний квадрупольный момент в изомерном состоянии: $Q_0^m = 8.7(3) \text{ е бн}$ [8].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выше мы проанализировали некоторые следствия, вытекающие из недавних экспериментов по ^{229}Th , который остается наиболее вероятным кандидатом на создание ядерно-оптического стандарта частоты и эталона времени. Это прежде всего ответ на вопрос о доли примеси $E2$ -компоненты в девозбуждении изомера. Традиционно этот переход считался типа $M1$, но вопрос о примеси $E2$ -компоненты обоснованно поднимался в ряде работ

(например, [26, 27] и ссылки там). Измеренный экспериментально квадрупольный момент ядра в изомерном состоянии хорошо дополняет косвенную информацию о мультипольном составе электромагнитных переходов между более высокими состояниями основной и изомерной ротационных полос. Выше получена оценка, которую можно считать верхней границей параметра $\delta^2 \leq 0.93 \times 10^{-9}$ для собственного радиационного перехода из изомерного уровня в основное состояние. С учетом ВК доля $E2$ -примеси в девозбуждении нейтрального изомерного атома возрастает до 0.007, т.е. становится порядка 1%. Эта оценка получена на основе последних экспериментальных данных, не отраженных в [26]. Она однако находится в согласии с развитием теоретических моделей в работах [26, 27]. Принципиальное значение для восстановления независимой информации о парциальных ширинах имеет измерение полной ширины уровня 29.19 кэВ, однако в работе [5] она по видимому завышена приблизительно на 1.2 мкэВ.

Важнейшим параметром является энергия изомера. Последние результаты разных экспериментальных групп расходятся за пределами ошибок, указанные значения которых находятся в пределах 0.1 эВ. Конструирование часов на данном этапе требует измерения энергии с точностью не хуже 0.001 эВ. Извлечь энергию с такой точностью можно путем оптической накачки с поглощением одного, двух или трех лазерных фотонов. Это выдвигает на первый план разработку эффективной схемы, в связи с чем сейчас как никогда уместно заметить, что нет ничего практичнее хорошей теории.

В ряде экспериментов используется схема, основанная на двухфотонной оптической накачке изомера по схеме ЯВАП — ядерное возбуждение в атомном переходе (в английской аббревиатуре — NEET: Nuclear Excitation by Electronic Transition). Суть в том, что энергия электронного перехода, возбужденного лазером, передается ядру — безызлучательно. Но этот механизм может быть успешным только при резонансе, чего в действительности не бывает. Реально можно передать часть электронной энергии, а избыток должен быть излучен. Это и приводит к необходимости включения в механизм дополнительной радиационной вершины. Тем самым, ожидаемая вероятность эффекта уменьшается на 4–6 порядков величины. Такая ситуация должна быть осознана, а приоритет отдан давно известной более эффективной схеме возбуждения по механизму обратной резонансной внутренней конверсии [18]. По этому механизму центральную роль играет резонансный $7s-8s$ -электронный переход. Оболочке передается ровно столько энергии, сколько необходимо для возбуждения ядерного изомерного уровня, в связи с чем отпадает необходимость дополнительной

радиационной вершины. Напомним, что при этом вовсе не нужно знать точную энергию изомера, как многие думают, а следовательно, отпадает и необходимость сканирования частоты лазера. Заселение входного атомного состояния, энергия которого передается ядру и идет на возбуждение изомера, происходит с автоматическим соблюдением условия резонанса ([12, 13] и [19], рис. 5). Этот вариант допускает обобщение на двухфотонное возбуждение в случае двух- и трехкратных ионов.

Можно указать и другие примеры недооценки теории, в частности, предсказанного уширения в сотни раз линии изомера при переходе между состояниями сверхтонкой структуры в водородоподобном ионе, с электронным моментом $j = s = 1/2$ [29]. Между тем, именно такая электронная конфигурация: $^1S_{1/2}$ — рассматривается как наиболее подходящая для лазерного возбуждения ядра в основополагающей работе [30]. Оценки, аналогичные [29], показывают, что следует опасаться уширения изомерной линии в трехкратных ионах приблизительно в 100 раз. Менее подвержена уширению ядерная линия в механизме выстроенных состояний в трехкратных ионах тория [31]. В этом случае валентной является $5f$ -оболочка, на которой КВК $M1$ -перехода на три порядка меньше, чем для $7s$ -оболочки. Это одна из причин, по которой конструирование ядерно-оптического стандарта частоты на трехкратных ионах представляется более перспективным. Не следует упускать из виду и продемонстрированную выше зависимость ядерного времени жизни от внешних условий. Подчеркнем, что и резонансная конверсия была открыта в работе [32] в университете Бордо благодаря сотрудничеству с авторами данного доклада в 45-кратных ионах ^{125m}Te .

В целом можно заключить, что развитие ядерно-лазерных технологий должно привести к определению энергии изомера. Только путем последовательного применения теории ВК возможно решить эту задачу. Последовательный теоретический анализ позволяет оптимизировать электронно-ядерную конфигурацию ^{229}Th , наиболее подходящую для решения.

Авторы хотели бы выразить признательность Э. Пайку, Л. фон дер Вензе, В.И. Исакову, В.А. Кольцову и А.В. Попову за многочисленные плодотворные обсуждения рассмотренных вопросов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. B. R. Beck, J. A. Becker, P. Beiersdorfer, G. V. Brown, K. J. Moody, J. B. Wilhelmy, F. S. Porter, C. A. Kilbourne, and R. L. Kelley, Phys. Rev. Lett. **98**, 142501 (2007).
2. B. R. Beck, C. Wu, P. Beiersdorfer, G. V. Brown, J. A. Becker, K. J. Moody, J. B. Wilhelmy, F. S. Porter, C. A. Kilbourne, and R. L. Kelle, Report LLNL-PROC-415170 (Berkeley, 2009).

3. L. Wense, B. Seiferle, M. Laatiaoui, J. B. Neumayr, H.-J. Maier, H.-F. Wirth, C. Mokry, J. Runke, K. Eberhardt, C. E. Düllmann, N. G. Trautmann, and P. G. Thirolf, *Nature* **533**, 47 (2016); B. Seiferle, L. von der Wense, and P. G. Thirolf, *Phys. Rev. Lett.* **118**, 042501 (2017).
4. B. Seiferle, L. von der Wense, P. V. Bilous, I. Amersdorffer, C. Lemell, F. Libisch, S. Stellmer, T. Schumm, C. E. Düllmann, A. Pálffy, and P. G. Thirolf, *Nature* **573**, 243 (2019); doi:10.1038/s41586-019-1533-4
5. T. Masuda, A. Yoshimi, A. Fujieda, H. Fujimoto, H. Haba, H. Hara, T. Hiraki, H. Kaino, Y. Kasamatsu, S. Kitao, K. Konashi, Y. Miyamoto, K. Okai, S. Okubo, N. Sasao, M. Seto, *et al.*, *Nature* **573**, 238 (2019); doi:10.1038/s41586-019-1542-3
6. P. V. Borisjuk *et al.*, *Laser Phys. Lett.* **15**, 056101 (2018); arXiv: 1804.00299 [nucl-th].
7. F. F. Karpeshin and M. B. Trzhaskovskaya, *Phys. Rev. C* **76**, 054313 (2007).
8. J. Thielking, M. V. Okhapkin, P. Głowacki, D. M. Meier, L. von der Wense, B. Seiferle, C. E. Düllmann, P. G. Thirolf, and E. Peik, *Nature* **556**, 321 (2018).
9. F. F. Karpeshin and M. B. Trzhaskovskaya, *Nucl. Phys. A* **969**, 173 (2018).
10. G. M. Irwin and K. H. Kim, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 990 (1997).
11. F. F. Karpeshin, I. M. Band, M. B. Trzhaskovskaya, and A. Pastor, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1072 (1999); *Изв. РАН. Сер. физ.* **63**, 38 (1999).
12. F. F. Karpeshin, I. M. Band, and M. B. Trzhaskovskaya, in *Proceedings of the International Conference on Nuclear Shapes and Nuclear Structure at Low Excitation Energies, 20–25 June, 1994, Antibes, France*, p. 181.
13. F. F. Karpeshin, I. M. Band, M. B. Trzhaskovskaya, and M. A. Listengarten, *Phys. Lett. B* **372**, 1 (1996).
14. R. W. Shaw, J. P. Young, S. P. Cooper, and O. F. Webb, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 1109 (1999).
15. S. B. Utter, P. Beiersdorfer, A. Barnes, R. W. Loughheed, J. R. Crespo López-Urrutia, J. A. Becker, and M. S. Weiss, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 505 (1999).
16. S. G. Porsev, V. V. Flambaum, E. Peik, and Chr. Tamm, *Phys. Rev. Lett.* **105**, 182501 (2010).
17. Ф. Ф. Карпешин, М. Б. Тржасковская, *ЯФ* **78**, 765 (2015) [*Phys. At. Nucl.* **78**, 715 (2015)].
18. F. F. Karpeshin and M. B. Trzhaskovskaya, *Phys. Rev. C* **95**, 034310 (2017).
19. F. F. Karpeshin, I. M. Band, and M. B. Trzhaskovskaya, *Nucl. Phys. A* **654**, 579 (1999).
20. Ф. Ф. Карпешин, М. Б. Тржасковская, *ЯФ* **69**, 596 (2006) [*Phys. At. Nucl.* **69**, 571 (2006)].
21. О. П. Сушков, В. В. Фламбаум, *УФН* **136**, 3 (1982) [*Sov. Phys. Usp.* **25**, 1 (1982)].
22. О. Бор, Б. Моттelson, *Структура атомного ядра* (Мир, Москва, 1977), т. 2.
23. I. M. Band, M. B. Trzhaskovskaya, C. W. Nestor, Jr., P. O. Tikkanen, and S. Raman, *At. Data Nucl. Data Tables* **81**, 1 (2002); I. M. Band and M. B. Trzhaskovskaya, *At. Data Nucl. Data Tables* **55**, 43 (1993); **35**, 1 (1986).
24. V. Barci, G. Ardisson, G. Barci-Funel, B. Weiss, O. El Samad, and R. K. Sheline, *Phys. Rev. C* **68**, 034329 (2003).
25. E. Ruchowska, W. A. Płociennik, J. Żylicz, H. Mach, J. Kvasil, A. Algora, N. Amzal, T. Bäck, M. G. Borge, R. Boutami, P. A. Butler, J. Cederkäll, B. Cederwall, B. Fogelberg, L. M. Fraile, H. O. U. Fynbo, *et al.*, *Phys. Rev. C* **73**, 044326 (2006).
26. P. V. Bilous, N. Minkov, and A. Pálffy, arXiv: 1802.08482.
27. В. И. Исаков, *ЯФ* **80**, 605 (2017) [*Phys. At. Nucl.* **80**, 1080 (2017)].
28. Jeschua Geist, PhD Thesis, Ruprecht-Karls-Universität (Heidelberg, 2020).
29. F. F. Karpeshin, S. Wycech, I. M. Band, M. B. Trzhaskovskaya, M. Pfützner, and J. Żylicz, *Phys. Rev. C* **57**, 3085 (1998).
30. E. Peik and Chr. Tamm, *Europhys. Lett.* **61**, 181 (2003).
31. C. J. Campbell, A. G. Radnaev, A. Kuzmich, V. A. Dzuba, V. V. Flambaum, and A. Derevianko, *Phys. Rev. Lett.* **108**, 120802 (2012).
32. F. F. Karpeshin, M. R. Harston, F. Attallah, J. F. Chemin, J. N. Scheurer, I. M. Band, and M. B. Trzhaskovskaya, *Phys. Rev. C* **53**, 1640 (1996).

PRINCIPAL QUESTIONS OF THE CURRENT PROJECT OF CREATION OF THE NUCLEAR OPTICAL FREQUENCY STANDARD BASED ON ^{229}Th

L. F. Vitushkin¹⁾, F. F. Karpeshin¹⁾, M. B. Trzhaskovskaya²⁾

¹⁾The D. I. Mendeleev All-Russian Institute for Metrology, St. Petersburg, Russia

²⁾NRC "Kurchatov Institute" — PNPI, Gatchina, Russia

By an example of ^{229}Th nuclide, which is considered to be the most likely candidate for the role of the Nuclear Optical Frequency Standard of the Future, it is shown that the interaction of the nucleus with the external field of a laser cannot be considered apart from the properties of the electron shell. An analysis is performed of the new experimental results. Information is retrieved about the admixture of the $E2$ component in the electromagnetic decay of the isomer in neutral atoms. A probable solution to the thorium puzzle is considered. First, it indicates a probable observation of the nuclear isomer lifetime dependence on the ambient conditions for the first time. Secondly, it demonstrates the smoothing role of fragmentation of single-electronic levels, which results in a higher probability of the resonance amplification of the electronic–nuclear interaction.

НАБЛЮДЕНИЕ ФАЗОВОГО ПЕРЕХОДА ЖИДКОСТЬ–ГАЗ ПРИ АННИГИЛЯЦИИ АНТИПРОТОНОВ В ЯДЕРНОЙ ЭМУЛЬСИИ

© 2020 г. В. В. Дубинина¹⁾, Н. П. Егоренкова¹⁾, Е. А. Пожарова¹⁾, В. А. Смирнитский^{1)*}

Поступила в редакцию 10.02.2020 г.; после доработки 10.02.2020 г.; принята к публикации 10.02.2020 г.

Наблюдалось 500 остановок и аннигиляций антипротонов в ядерной эмульсии. Описание состояния ядерной материи уравнением Ван-дер-Ваальса позволило определить в зависимости от температуры: давление, плотность, и оценить границу спиноподобной области, в которой происходит мгновенный переход из однородного состояния в смесь двух фаз — фрагменты и “ядерный газ” (нуклоны), наблюдаемые в экспериментах.

DOI: 10.31857/S0044002720050098

1. ВВЕДЕНИЕ

Изучению коллективных процессов в ядрах посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ (см., например, обзоры в ЭЧАЯ) [1]. Фазовый переход жидкость–газ в ядрах подробно рассмотрен в обзоре [2] и в работах [3, 4], где приведена обширная библиография. В этих работах приходилось учитывать передачу ядру большого линейного и углового импульсов, характерных для взаимодействий с частицами высоких энергий. При наблюдении фазового перехода желательна энергия возбуждения ядра без передачи ему большого линейного и углового импульсов. Этим условиям отвечает аннигиляция остановившихся антипротонов в ядерной фотоэмульсии. Действительно, при аннигиляции антипротонов со связанными нуклонами ядра выделяется энергия ~ 2 ГэВ (12.5 ГэВ фм³ при $\rho_0 = 0.16$ фм⁻³). Эта энергия передается в основном $\langle 5 \rangle$ пионам ($\pi^{\pm,0}$), больше половины которых поглощается в ядре, и тем самым реализуется достаточно высокая энергия возбуждения без передачи ему большого линейного импульса и углового момента. При аннигиляции антипротонов низкой энергии кулоновское взаимодействие усиливает аннигиляцию на AgBr (85%), так что вкладом от поглощения на ¹²C, ¹⁴N и ¹⁶O (состав ядерной фотоэмульсии) [5] можно пренебречь. Аннигиляции антипротонов посвящено много экспериментальных работ, особенно после пуска в ЦЕРНе накопителя антипротонов низких энергий LEAR. В этом накопительном кольце антипротоны могут замедляться до минимальной

энергии 5 МэВ (импульс ~ 100 МэВ/с). Опубликован обзор о взаимодействии антипротонов низких энергий с ядрами, где приведена подробная библиография [6]. В работе [7] было показано, что малая множественность соответствует в основном поверхностной аннигиляции, а большая интерпретируется как аннигиляция в глубине ядра. Поглощение ядром пионов приводит к испарению из ядра нуклонов (pn) и легких ядер (d, He^4, He^3) $\sim 20\%$.

В нашем эксперименте мы рассмотрели ядерную материю при описании ее состояния (EoS) уравнением Ван-дер-Ваальса [3], что позволило нам в зависимости от температуры (τ) определить давление (P), плотность (n) и на основании этих измерений оценить границу спиноподобной области [8] — область фазовой неустойчивости. Если горячее ядро при расширении за счет теплового давления пересекает эту границу, то возникает фазовый переход — развал ядра в спиноподобной области (тепловая фрагментация) [8].

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОЦЕДУРА И РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Аннигиляция антипротонов наблюдалась нами в эмульсионной камере, облученной в ЦЕРНе на ускорителе LEAR антипротонами с энергией ~ 100 МэВ (пробег в эмульсии ~ 3 см). Отбрано для измерений 500 остановок и аннигиляций антипротонов. Энергетический спектр испарительных частиц (b, bg) позволил нам оценить энергию возбуждения и температуру ядра, а количество (s) частиц — выход π^{\pm} -пионов. Энергия b -, bg -частиц определялась по их пробегу до остановки, считая их протонами: $E_p = 0.251R^{0.581}$, где E_p — в МэВ, а R — в мкм [5]. Измерения проводились на микроскопе KSM, связанном с ЭВМ. На рис. 1 показан

¹⁾НИЦ “Курчатовский институт” — ИТЭФ, Москва, Россия.

*E-mail: vladimir@itep.ru

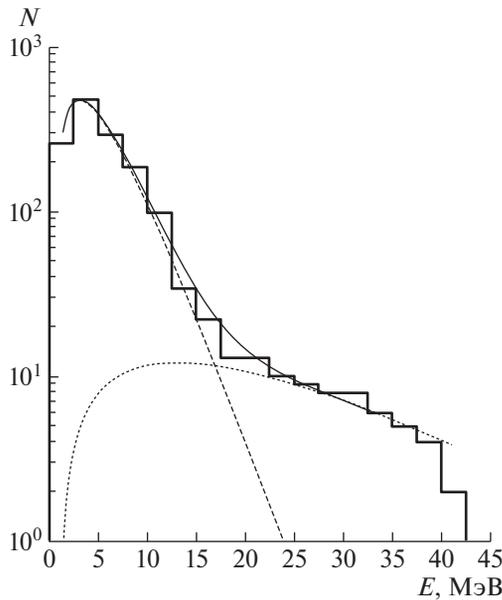


Рис. 1. Энергетический спектр b -, bg -частиц, аппроксимированный двумя распределениями Максвелла в логарифмическом масштабе с разными температурами ($\chi^2 \sim 1$). Гистограмма — экспериментальный результат; кривые: штриховая и точечная — два распределения Максвелла, сплошная — суммарный результат.

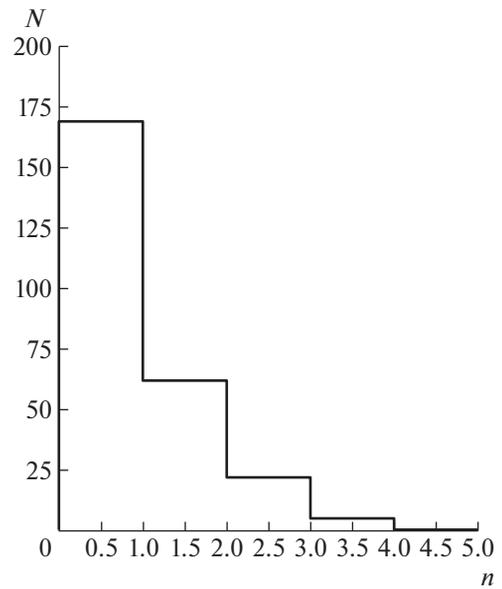


Рис. 2. Распределение по множественности s -частиц (пионов), возникающих при аннигиляции антипротонов в тех же событиях, что и на рис. 1.

спектр этих частиц: гистограмма — экспериментальный результат (в логарифмическом масштабе); кривые: штриховая и точечная — его описание двумя уравнениями Максвелла (1), а сплошная — сумма двух уравнений [9, 10] ($\chi^2 \sim 1$):

$$n \approx \sum ((E_{b, bg} - V_i) / \tau_i^2) \times \exp(-((E_{b, bg} - V_i) / \tau_i)), \quad (1)$$

где V_i — поверхностный или объемный кулоновский барьер, а τ_i — соответствующая температура ядра. Энергетический спектр b -, bg -частиц не удается описать с разумным χ^2 -распределением Максвелла с единственной температурой. Существенное увеличение выхода малоэнергичных частиц (см. рис. 1) происходит из-за снижения кулоновского барьера [10], а основным источником медленных частиц служит статистический механизм их испарения из возбужденного ядра. На этом рисунке штриховой кривой показано описание спектра частиц в области их небольшой энергии до 15–20 МэВ (V_1, τ_1) и точками до 45 МэВ (V_2, τ_2). На рис. 2 показан выход π^\pm -пионов в тех же взаимодействиях антипротонов, что и на рис. 1. При аннигиляции в эмульсии наблюдались ~ 2 заряженных пиона, а остальные поглощены в ядре.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

В результате фитирования энергетического спектра из 1422 b -, bg -частиц, возникающих при аннигиляции антипротонов на нуклонах ядер Ag и Вг, мы получили:

$$V_1 = 0.6 \pm 0.1 \text{ МэВ} \quad \text{и} \quad \tau_1 = 2.5 \pm 0.1 \text{ МэВ};$$

$$V_2 = 1.04 \pm 0.08 \text{ МэВ} \quad \text{и} \quad \tau_2 = 12.1 \pm 2.1 \text{ МэВ}.$$

Возможна и другая оценка температуры ядра в зависимости от энергии возбуждения. В работе [9] показано, что связь между температурой ядра τ и энергией возбуждения E^* определяется соотношением

$$E^* \approx (A/11)\tau(\tau - 1) + 1/3(A^{2/3}\tau^{1/3}), \quad (2)$$

где A — атомный номер ядра (в нашем эксперименте Ag(108) и Вг(80)). Обычно используют соотношение Ле-Кутэра [9]: $E^* \approx d\tau_k^2$, где d — параметр плотности уровней ядра $d \sim A/10 \text{ МэВ}^{-1}$. Если учесть, что при аннигиляции антипротона на нуклоне ядра испускается ~ 2 заряженных пиона с $\beta \gtrsim 0.7$ (см. рис. 2), то по Ле-Кутэру при энергии возбуждения $E^* \sim 1000 \text{ МэВ}$, $\tau_k \sim 10.3 \text{ МэВ}$. В этих измерениях нами получены две близкие величины температуры ядра при аннигиляции антипротонов τ_2 и τ_k , необходимые для оценки (ЕоС). При дальнейших вычислениях мы использовали температуру $\tau_2 = 12.1 \pm 2.1$, полученную при измерении спектра b -, bg -частиц.

Для определения давления (P) и плотности (n), которые возникают в ядрах при аннигиляции антипротонов, мы воспользовались уравнением Ван-дер-Ваальса (VdW) [3], описывающем состояние вещества (EoS) с учетом сил взаимодействия (притяжение—отталкивание), которое предсказывает существование фазового перехода жидкость—газ и критическое состояние вещества. Фазовый переход в ядрах подробно рассмотрен в рамках термодинамики макроскопических систем [2], в которой взаимодействия между нуклонами в ядре связаны силами Скирмы [11, 1] подобно взаимодействию между молекулами в жидкости. Ниже (3) приведено уравнение VdW (изотерма):

$$P(\tau, n) = (N\tau/(V - bN)) - a(N/V)^2 = \quad (3)$$

$$= ((n\tau)/(1 - bn)) - an^2,$$

где a и $b > 0$ — параметры, отвечающие соответственно за взаимодействие притяжения и отталкивания, $n \equiv N/V$ — плотность частиц ($0 \leq n \leq 1/b$) и $\tau \geq 0$. Уравнение VdW содержит фазовый переход первого рода и критическую точку (τ_c, p_c, n_c), в которой $(\partial p/\partial n)_\tau = (\partial^2 p/\partial n^2)_\tau = 0$. Численные значения параметров (τ_c, p_c, n_c, a, b) вычислены в рамках статистики Больцмана (с учетом квантовой статистики) в работе [3 (“B”)]:

$$\tau_c = 8a/27b; \quad n_c = 1/3b; \quad p_c = a/27b^2, \quad (4)$$

в критической точке $\tau_c \approx 19.7$ МэВ, $n_c \approx 0.07$ фм⁻³, $p_c \approx 0.52$ МэВ фм⁻³. При этом $a \approx 316$ МэВ фм³ и $b \approx 4.76$ фм³. Параметр b , определяющий объем частиц, вычисляется через радиус нуклона $b = 16\pi r^3/3$, что соответствует $r \approx 0.6$ фм.

Представим уравнение VdW (3) в безразмерном виде. Для этого обозначим $P^*/p_c, \tau^* = \tau_2/\tau_c$ и $n^* = n/n_c$. В этом случае критические точки $\tau_c^* = p_c^* = n_c^* = 1$ и уравнение VdW показано в (5):

$$P^* = ((8\tau^*n^*)/(3 - n^*)) - 3(n^*)^2. \quad (5)$$

Такое безразмерное представление уравнения VdW (5) удобно в дальнейшем рассмотрении $P^* = f(\tau^*, n^*)$. Тем более, что имеются различные оценки критических параметров EoS (τ_c, n_c, p_c) [12, 1]. В случае безразмерного представления уравнение VdW сохраняет свой вид при любых значениях параметров критической точки и выглядит совершенно одинаково (5) у газа и ядерного вещества. Для полного описания EoS $P^* = f(\tau^*, n^*)$ в уравнении (5) необходимо определить n^* . В работе [3, appendix V] приведено выражение для вычисления (по статистике Больцмана) зависимости $n \approx f(\tau)$:

$$V_{VdW}(n, \tau) = ((\tau bn)/(1 - bn)) - \quad (6)$$

$$- \tau \ln(1 - bn) - 2an,$$

где $n = N/V$.

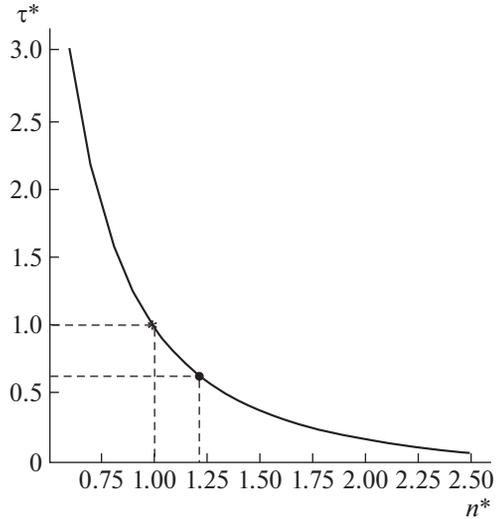


Рис. 3. Зависимость плотности от температуры при описании состояния ядерной материи уравнением Ван-дер-Ваальса. Точки: * — значение при критической температуре, • — при температуре, возникающей при аннигиляции антипротонов.

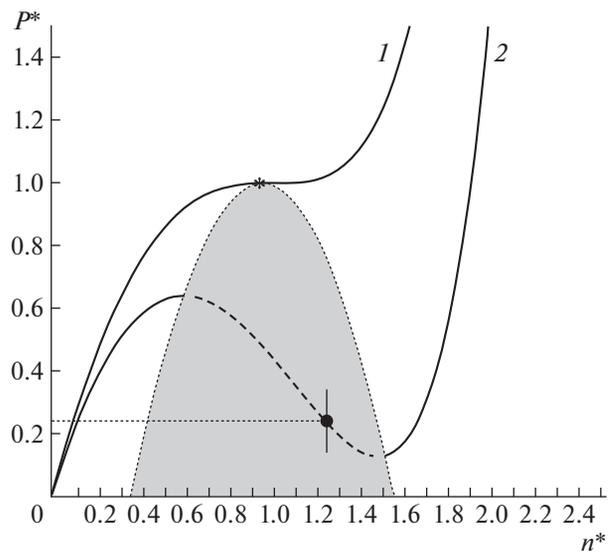


Рис. 4. Зависимость в безразмерных единицах давления (P^*) от плотности ядерной материи (n^*). Сплошные кривые на рисунке изотермы: при критической температуре (1) и аннигиляции антипротонов (2). Точечная кривая — “спинодаль” (наружная граница спинодальной области, которая показана серым цветом). Штрихи на изотерме (2) — область неустойчивого равновесия. Точки * и • — давление и плотность: в критической точке (*) и при аннигиляции антипротонов (•).

На рис. 3 показана эта зависимость в безразмерных единицах τ^* и n^* . Теперь у нас есть возможность, зная τ^*, n^* и p^* , определить состояние EoS материи при аннигиляции антипротонов в ядерной фотоэмульсии. На рис. 4 показаны изотермы $p^*(\tau^*, n^*)$ для двух нормированных значе-

ний температуры: τ_c^* и τ^* при $\langle \tau_2 = 12.1 \text{ МэВ} \rangle$, точками — наружная граница спиновальной области, которая проходит через значения изотерм, отвечающие нулевой сжимаемости — $(\partial p / \partial n)_\tau = 0$. В спиновальной же области (окрашена серым цветом) система имеет отрицательную сжимаемость — с ростом давления плотность падает. Спинодаль (точечная кривая) — граница области фазовой неустойчивости [8]. Точками на этом рисунке показаны: критическое состояние материи (*) и на соответствующей изотерме (штриховая кривая) состояние при аннигиляции антипротонов (●).

В результате измерений и вычислений мы имеем: температуру, давление и плотность ядерной материи — полную информацию о EoS при аннигиляции антипротонов, остановившихся в ядерной фотоэмульсии:

$$\tau \approx 12.1 \text{ МэВ}, \quad P \approx 0.12 \text{ МэВ фм}^{-3}, \\ n \approx 0.09 \text{ фм}^{-3}.$$

Для ядерного вещества в спиновальной области характерна фазовая нестабильность состояния: мгновенный переход из однородного состояния на смесь двух фаз [8] — капельки жидкости (фрагменты), окруженные “ядерным газом” (нуклонами). Таким образом, мы наблюдаем при аннигиляции антипротонов состояние, соответствующее фазовому переходу ядерной материи и фрагментации, которая наблюдается в экспериментах.

Авторы благодарят В.В. Шаманова и В.А. Дитлова за помощь при обработке результатов измерений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. А. Карнауков, Препринт № Р15-2011-58, ОИЯИ (Дубна, 2011); V. A. Karnaukhov, H. Oeschler, S. P. Avdeyev, E. V. Duginova, V. K. Rodionov, A. Budzanowski, W. Karcz, O. V. Bochkaev, E. A. Kuzmin, L. V. Chulkov, E. Norbeck, and A. S. Botvina, Письма в ЭЧАЯ, № 4, 5 (2002); В. А. Карнауков, Препринт № Р1-99-193, ОИЯИ (Дубна, 1999).
2. B. Borderie and J. D. Frankland, arXiv: 1903.02881v1 [nucl-ex].
3. O. Savchuk, V. Vovchenko, R. V. Poberezhnyuk, M. I. Gorenstein, and H. Stoecker, arXiv: 1909.04461v [hep-ph]; V. Vovchenko, D. V. Anichshkin, and M. I. Gorenstein, nucl-th/1504.01363v1.
4. M. Motta, W. M. Alberico, A. Beraudo, P. Costa, and R. Stiele, arXiv: 1909.05037 [hep-ph].
5. С. Пауэлл, П. Фаулер, Д. Перкинс, *Исследование элементарных частиц фотографическим методом* (Изд-во иностр. лит., Москва, 1962).
6. Yu. A. Batusov, S. A. Bunyatov, I. V. Falomkin, G. B. Pontecorvo, M. G. Sapozhnikov, F. Balestra, S. Bossolasco, M. P. Bussa, L. Busso, L. Ferrero, D. Panzieri, G. Piragino, F. Tosello, C. Guaraldo, A. Maggiora, G. Bendiscioli, *et al.*, *Europhys. Lett.* **2**, 115 (1986); A. Trzcińska, J. Jastrzębski, T. Czosnyka, T. von Egidy, K. Gulda, F. J. Hartmann, J. Iwanicki, B. Ketzer, M. Kisielinski, B. Kłos, W. Kurcewicz, P. Lubiński, P. J. Napiorkowski, L. Pieńkowski, R. Schmidt, and E. Widmann, *Nucl. Phys. A* **692**, 176 (2001).
7. В. В. Дубинина, Н. П. Егоренкова, Е. А. Пожарова, В. А. Смирнитский, Письма в ЖЭТФ **93**, 283 (2011) [*JETP Lett.* **93**, 253 (2011)].
8. G. Sauer, H. Chandra, and U. Mosel, *Nucl. Phys. A* **264**, 221 (1976); V. A. Karnaukhov, H. Oeschler, S. P. Avdeyev, V. K. Rodionov, V. V. Kirakosyan, A. V. Simonenko, P. A. Rukovatkin, A. Budzanowski, W. Karcz, I. Skwirczyńska, E. A. Kuzmin, L. V. Chulkov, E. Norbeck, and A. S. Botvina, *Nucl. Phys. A* **749**, 65 (2005).
9. I. Dostrovsky, P. Rabinowitz, and R. Bivins, *Phys. Rev.* **111**, 1659 (1958).
10. В. В. Аммосов, В. И. Баранов, Ю. А. Батусов, С. А. Бунятов, Б. Вильчинска, Г. Вильчински, Б. Войсек, В. А. Гапиенко, П. А. Горичев, О. К. Егоров, М. Иванова, Э. Д. Колганова, В. И. Корешев, О. М. Кузнецов, В. В. Люков, А. Ольшевски и др., *ЯФ* **55**, 1000 (1992).
11. T. H. R. Skyrme, *Nucl. Phys.* **31**, 556 (1962); В. Г. Маханьков, Ю. П. Рыбаков, В. И. Санюк, *УФН* **162**(2), 1 (1992).
12. Bing-Nan Lu, Ning Li, Serdar Elhatisari, Dean Lee, Joaquin E. Drut, Timo A. Lähde, Evgeny Apelbaum, and Ulf-G. Meißner, arXiv: 1912.05105v1 [nucl-th].

OBSERVATION OF THE LIQUID–GAS PHASE TRANSITION BY ANNIHILATION OF ANTIPROTONS IN A NUCLEAR EMULSION

V. V. Dubinina¹⁾, N. P. Egorenkova¹⁾, E. A. Pozharova¹⁾, V. A. Smirnitsky¹⁾

¹⁾*NRC “Kurchatov Institute” — ITEP, Moscow, Russia*

500 stops and annihilations of antiprotons in the nuclear emulsion were observed. The description of the state of nuclear matter by the van-der-Waals equation made it possible to determine the depending on temperature and the pressure, density, and to estimate the boundary of the spinodal region, in which there is an instantaneous transition from a homogeneous state to a mixture of two phases — fragments and “nuclear gas” (nucleons, deuterons) observed in experiments.

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ, ПРИВОДЯЩИХ К ОБРАЗОВАНИЮ И РАСПАДУ ИЗОТОПА ^{102}Pd

© 2020 г. С. С. Белышев¹⁾, Б. С. Ишханов^{1),2)}, А. А. Кузнецов^{1),2)*},
А. А. Просняков¹⁾, Н. Ю. Фурсова¹⁾, В. В. Ханкин²⁾

Поступила в редакцию 14.02.2020 г.; после доработки 14.02.2020 г.; принята к публикации 14.02.2020 г.

Выполнены экспериментальные исследования и теоретические расчеты фотонейтронных реакций на легких изотопах палладия ^{102}Pd и ^{104}Pd . Мишень из природной смеси изотопов палладия облучалась тормозными γ -квантами на электронном ускорителе РМ-55 при энергии электронов 55 МэВ. Определены абсолютные выходы фотонейтронных реакций на изотопах ^{102}Pd и ^{104}Pd с вылетом до трех нейтронов. Полученные результаты сравниваются с результатами расчетов по программе TALYS и оцененными сечениями.

DOI: 10.31857/S0044002720050074

1. ВВЕДЕНИЕ

Фотоядерные реакции на легких стабильных изотопах палладия Pd представляют интерес с точки зрения образования p -нуклидов в процессе звездного нуклеосинтеза. Как известно, большинство стабильных ядер тяжелее железа образовались в результате s - и r -процессов [1]. Палладий имеет шесть стабильных изотопов. Характеристики стабильных изотопов Pd приведены в табл. 1. Образование изотопов ^{104}Pd , ^{105}Pd , ^{106}Pd , ^{108}Pd , ^{110}Pd происходит в результате s - и r -процессов. Расчеты [4] показывают, что вклад s -процесса в образование изотопов палладия относительно солнечной распространенности составляет около 40%. При этом изотоп ^{104}Pd образуется практически только в результате s -процесса, ^{110}Pd образуется в основном в результате r -процесса, изотопы $^{105},^{106},^{108}\text{Pd}$ образуются в результате как s -, так и r -процессов.

Изотоп ^{102}Pd относится к p -нуклидам — группе из 35 нейтронодефицитных стабильных ядер с низкой распространенностью. Образование этих ядер невозможно описать реакциями захвата нейтронов [5]. Одним из сценариев образования p -нуклидов считаются фотоядерные реакции: $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и (γ, α) [6, 7]. Возможные пути образования и распада изотопа ^{102}Pd в результате фотоядерных

реакций показаны на рис. 1. В условиях взрыва сверхновых достигается высокая температура и плотность вещества, при которых процессы фоторасщепления могут доминировать над процессом захвата нейтронов [8]. Для описания синтеза p -нуклидов, кроме процессов фоторасщепления атомных ядер, предложены и другие модели: например, ядерные реакции захвата протонов (p, γ) , (p, n) , реакции под действием мощных потоков нейтринного излучения из ядра звезды [5]. Отличие распространенности p -нуклидов, рассчитанной по этим моделям эволюции состава звезды в процессе термоядерного горения с учетом всех упомянутых реакций, от наблюдаемой распространенности p -нуклидов в Солнечной системе может достигать двух порядков [9–11]. Основными причинами этих различий являются: недостаток информации о концентрации исходных ядер p -процесса в момент взрыва сверхновой, спектрах частиц, вызывающих соответствующие реакции, а также неточности в используемых скоростях и сечениях соответствующих реакций.

Экспериментальные данные по парциальным сечениям фотоядерных реакций на изотопах ^{102}Pd и ^{104}Pd отсутствуют. При моделировании распространенности обойденных ядер используются программы статистического описания ядерных реакций, такие как TALYS [12] и NON-SMOKER [13]. Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию фотонейтронных реакций, приводящих к образованию и распаду обойденного ядра ^{102}Pd . Полученные результаты сравниваются с результатами расчетов по программе TALYS [12] и оцененными сечениями [14]. Эксперимент вы-

¹⁾Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия.

²⁾Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия.

*E-mail: kuznets@depni.sinp.msu.ru

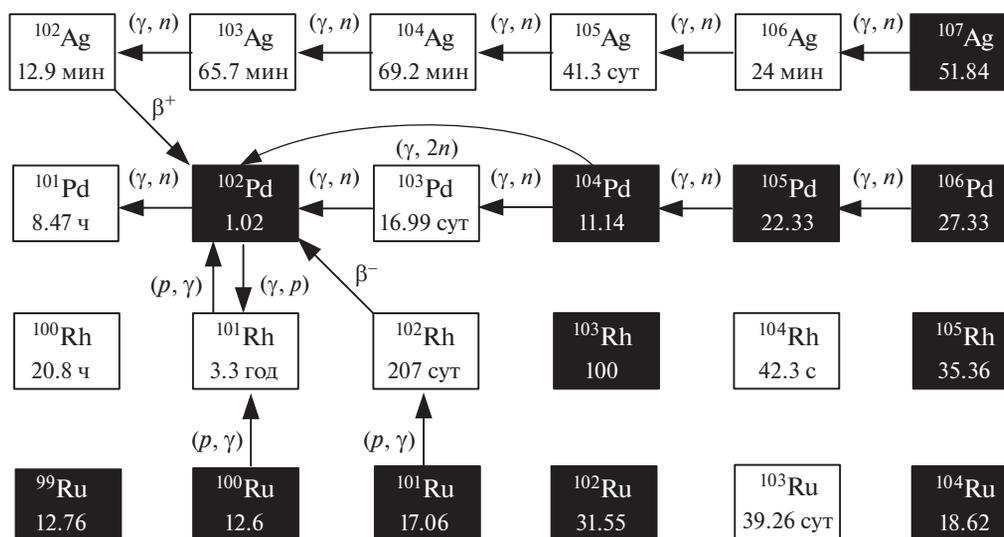


Рис. 1. Пути образования и распада изотопа ^{102}Pd в результате фотоядерных реакций.

полнен на тормозном пучке ускорителя электронов РМ-55 при энергии электронов 55 МэВ.

2. МЕТОДИКА ПРОВЕДЕНИЯ И ОБРАБОТКИ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТА

На тормозном пучке импульсного разрезного микротрона РМ-55 НИИЯФ МГУ с максимальной энергией электронов 55 МэВ [15, 16] измерены выходы фотоядерных реакций на мишени из природной смеси изотопов Pd. Длительность облучения мишени составляла 66 мин. Использовалась тормозная мишень из вольфрама толщиной 0.2 мм. Сразу за тормозной мишенью располагалась металлическая мишень из палладия толщиной 0.399 г/см². За облучаемой мишенью располагался монитор из меди толщиной 0.097 г/см². Во время облучения с помощью цилиндра Фарадея, расположенного за мишенной сборкой, измерялся ток электронов ускорителя. Абсолютное значение тока вычислялось сравнением экспериментально измеренного и теоретического значений выходов на мониторе из меди [17]. После облучения мишень переносилась в отдельное низкофоновое помещение, где измерялась активность, наведенная в облученной мишени. Время переноса облученной мишени Pd составило 2 мин. Спектры γ -квантов измерялись в диапазоне энергий от 35 кэВ до 3.7 МэВ на детекторе из сверхчистого германия Canberra GC3019 с цифровым многоканальным анализатором InSpector 1250. Эффективность детектора рассчитывалась на основе модели установки на GEANT4 [18] и измерений калибровочных источников [19]. Энергетическое разрешение HPGe-детектора составляло 0.8 кэВ при энергии $E_\gamma = 150$ кэВ и 1.9 кэВ при энергии $E_\gamma = 1332$ кэВ.

Поиск максимумов в спектрах γ -квантов и расчет их интенсивностей проводился с помощью автоматической системы набора и анализа спектров, которая позволяет проводить визуализацию данных, разделение перекрывающихся максимумов и их аппроксимацию гауссовскими кривыми методом наименьших квадратов с использованием стандартных алгоритмов. Образовавшиеся в результате фотоядерных реакций изотопы идентифицировались по энергии γ -квантов и периоду полураспада образовавшихся изотопов. Используемая нами методика гамма-активационных измерений подробно описана в предыдущих работах [20–22].

В табл. 2 приведены периоды полураспада изотопов $^{99-101,103}\text{Pd}$ и энергии E_γ максимумов в спектре, по которым проводилась расшифровка спектров и рассчитывался выход реакций. На рис. 2 показаны спектры остаточной активности облученной палладиевой мишени сразу после облучения и через три дня после облучения.

В результате эксперимента измерялись выходы $Y(E^m)$ фотоядерных реакций, представляющие собой свертку сечения фотоядерной реакции $\sigma(E)$ с плотностью распределения числа тормозных фотонов по энергии на один электрон пучка ускорителя $\phi(E, E^m)$:

$$Y(E^m) = \alpha \eta \int_{E_{\text{пор}}}^{E^m} \phi(E, E^m) \sigma(E) dE, \quad (1)$$

где $E^m = 55$ МэВ — кинетическая энергия электронов, падающих на вольфрамовый радиатор, E — энергия тормозных γ -квантов, образующихся в радиаторе, $E_{\text{пор}}$ — порог исследуемой фотоядерной реакции, α — количество исследуемых

Таблица 1. Характеристики стабильных изотопов палладия: η — процентное содержание изотопа в природной смеси изотопов, J^P — спин J и четность P основного состояния изотопа, B_n — энергия отделения нейтрона (МэВ), B_p — энергия отделения протона (МэВ), ε — удельная энергия связи изотопа (МэВ), $\beta_2^{\text{эксп}}(B(E2))$, $\beta_2^{\text{теор}}$ — экспериментальные и теоретические параметры квадрупольной деформации изотопов Pd

Изотоп	$\eta, \%$	J^P	B_n	B_p	ε	$\beta_2^{\text{эксп}}(B(E2))$ [2]	$\beta_2^{\text{теор}}$ [3]
^{102}Pd	1.02	0^+	10.57	7.81	8.58	0.196 ± 0.006	+0.189
^{104}Pd	11.14	0^+	9.98	8.66	8.59	0.209 ± 0.007	+0.183
^{105}Pd	22.33	$5/2^+$	7.09	8.75	8.57		+0.174
^{106}Pd	27.33	0^+	9.56	9.35	8.58	0.229 ± 0.006	
^{108}Pd	26.46	0^+	9.23	9.95	8.57	0.243 ± 0.006	+0.157
^{110}Pd	11.72	0^+	8.81	10.63	8.55	0.257 ± 0.006	+0.129

Таблица 2. Периоды полураспада $T_{1/2}$ изотопов $^{99-101,103}\text{Pd}$, энергии максимумов E_γ в спектре остаточной активности, I_γ — квантовые выходы соответствующих γ -квантов, $Y(55 \text{ МэВ})_{\text{эксп}}$ — выходы образования соответствующих изотопов, отнесенные на 1 электрон, падающий на тормозную мишень

Изотоп	$T_{1/2}$	$E_\gamma, \text{кэВ} (I_\gamma, \%)$	$Y(55 \text{ МэВ})_{\text{эксп}}, e^{-1}$
^{103}Pd	16.991 сут	357.47 (0.0221)	$(2.08 \pm 0.11) \times 10^{-6}$
^{101}Pd	8.47 ч	269.67 (6.43), 296.29 (19), 355.28 (0.22), 453.69 (0.605), 565.98 (3.44), 590.44 (12.06), 723.75 (1.96), 992.82 (0.94), 1177.63 (0.353), 1202.04 (1.52), 1218.28 (0.52), 1289.04 (2.28)	$(1.38 \pm 0.07) \times 10^{-7}$
^{100}Pd	3.63 сут	74.78 (48), 84.02 (52), 126.05 (7.8) 158.87 (1.66)	$(2.27 \pm 0.17) \times 10^{-8}$
^{99}Pd	21.4 мин	136 (73)	$(9.13 \pm 0.40) \times 10^{-10}$

ядер, отнесенное к 1 см^2 мишени, η — процентное содержание исследуемого изотопа в природной смеси изотопов Pd.

Экспериментальные выходы реакций $Y(E^m)_{\text{эксп}}$ рассчитывались по площадям фотопиков S в спектрах остаточной активности с учетом мертвого времени детектора, тока ускорителя во время облучения и нескольких каналов распада, приводящих к образованию исследуемых изотопов:

$$Y(E^m)_{\text{эксп}} = \frac{N_{10}}{e^{-\lambda t_1} \int_0^{t_1} I(t) e^{\lambda t} dt}, \quad (2)$$

где

$$N_{10} = \frac{S}{k(e^{-\lambda_1(t_2-t_1)} - e^{-\lambda_1(t_3-t_1)})}, \quad (3)$$

где N_{10} — число ядер исследуемого изотопа на момент окончания облучения, λ — постоянная распада изотопа, $I(t)$ — ток ускорителя, t_1 — время облучения, t_2 — время начала измерения спектров, t_3 — время окончания измерения спектров.

Калибровка тока ускорителя проводилась сравнением экспериментально измеренного выхода ре-

акции $^{65}\text{Cu}(\gamma, 1n)^{64}\text{Cu}$ на мониторинговой мишени, рассчитанного по формуле (2), с выходом, рассчитанным по формуле (1) с использованием оцененного сечения реакции $^{65}\text{Cu}(\gamma, 1n)^{64}\text{Cu}$, полученного в работе [23], и тормозного спектра, рассчитанного по программе GEANT4.

Экспериментальные выходы фотоядерных реакций с образованием $^{99-101,103}\text{Pd}$ на природной смеси изотопов палладия, рассчитанные по формуле (2), приведены в табл. 2.

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

При взаимодействии γ -квантов с атомными ядрами в сечении поглощения γ -квантов наблюдается широкий максимум, расположенный в области энергий 8–30 МэВ — гигантский дипольный резонанс (ГДР). Все стабильные изотопы палладия (табл. 1) деформированы в основном состоянии, что должно приводить к уширению сечения поглощения фотонов (при небольших значениях параметра квадрупольной деформации) или расщеплению его на две компоненты, обусловленные колебаниями ядра вдоль большой и малой осей ядер-

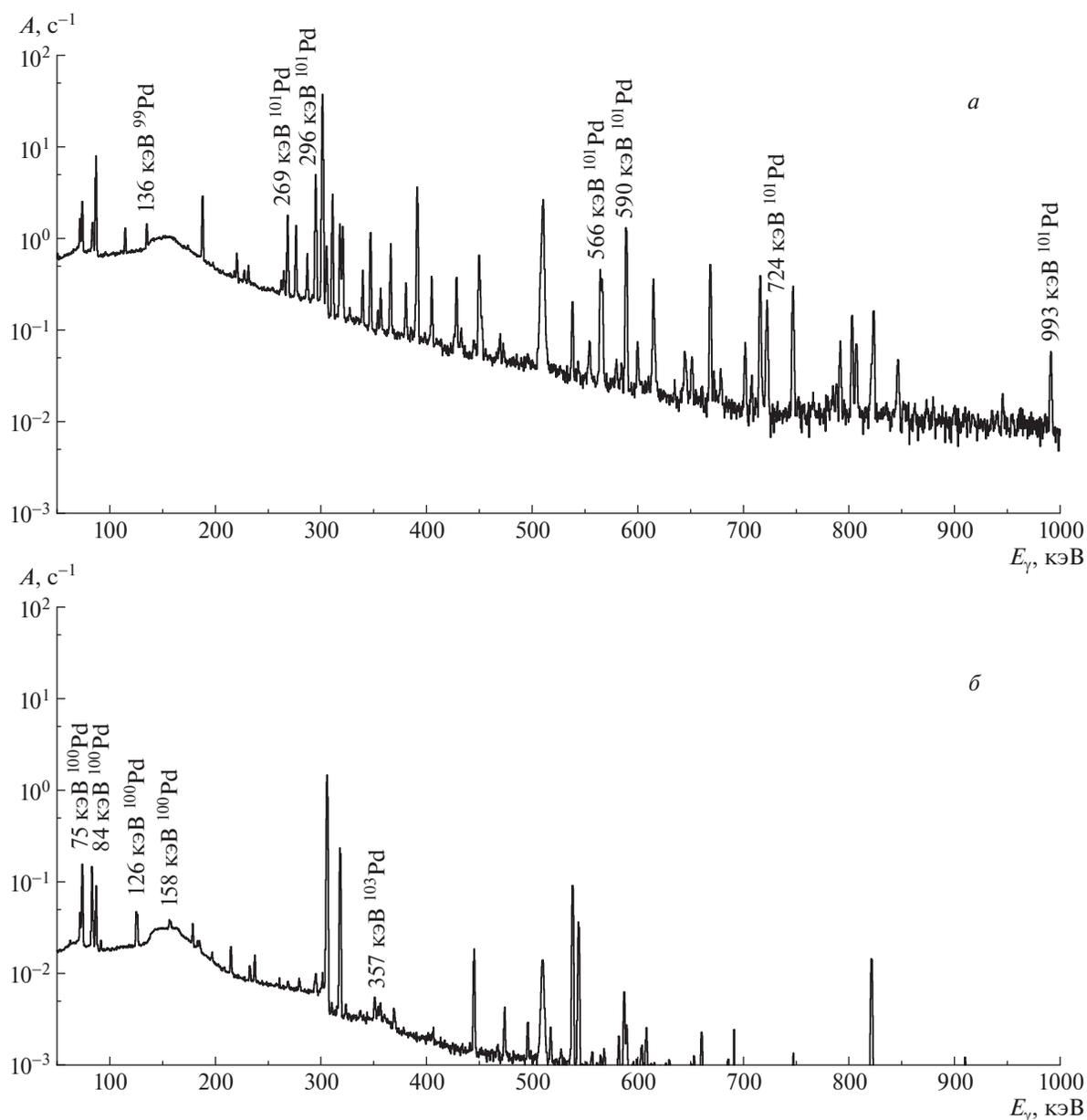


Рис. 2. Спектры остаточной активности облученного образца из природной смеси изотопов палладия сразу после облучения (а) и через три дня после облучения (б). Продолжительность измерений спектров составляла 1 и 20 ч соответственно.

ного эллипсоида. Этот эффект должен проявляться в сечениях фотоядерных реакций $\sigma(\gamma, Xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots$ и $\sigma(\gamma, 1n)$. Экспериментальные сечения фотонейтронных реакций на изотопах ^{102}Pd и ^{104}Pd в литературе отсутствуют. В работе [24] были измерены сечения фотонейтронных реакций $\sigma(\gamma, Xn)$, $\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p)$ и $\sigma(\gamma, 2n)$ на природной смеси изотопов палладия. Эксперимент был выполнен в Сакле на пучке квазимоноэнергетических фотонов, образующихся при аннигиляции позитронов на лету. Сечения реакций $\sigma(\gamma, Xn)$, $\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p)$ и

$\sigma(\gamma, 2n)$, измеренные в Сакле [24], приведены на рис. 3. В работе [24] на основе измерений сечений фотоядерных реакций для ядер с $100 < A < 130$ показано, что ширина ГДР на естественной смеси изотопов палладия, олова, теллура и кадмия растет с увеличением параметра деформации. Экспериментальное значение ширины ГДР $\Gamma = 7.1 \pm 0.1$ МэВ, полученное в работе [24], хорошо совпадает с расчетами на основе динамической коллективной модели ядра [25, 26] в приближении гармонических колебаний ядерной поверхности с параметром деформации $\beta = 0.23$.

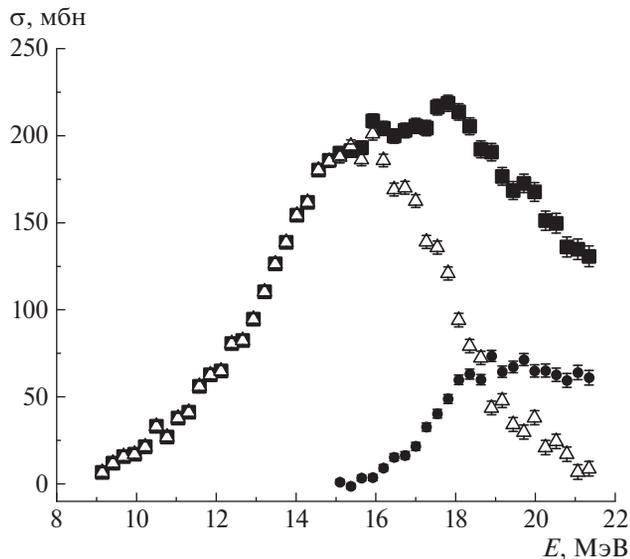


Рис. 3. Сечения фотоядерных реакций на природной смеси изотопов палладия, измеренные в работе [24]: ■ — $\sigma(\gamma, Xn)$, \triangle — $\sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 1n1p)$, ● — $\sigma(\gamma, 2n)$. До порога реакции $(\gamma, 2n)$ сечения реакций (γ, Xn) и $(\gamma, 1n)$ совпадают.

Сечение $\sigma(\gamma, Xn)$, полученное в работе [24], использовалось для оценки сечений фотонейтронных реакций на стабильных изотопах палладия [14, 27]. Сечения реакции $\sigma(\gamma, 1n) - \sigma(\gamma, 9n)$ на изотопах ^{102}Pd и ^{104}Pd из библиотеки KAERI [14] оценены из экспериментальных данных и результатов расчетов с помощью программы GNASH [28]. На рис. 4 приведено сравнение оцененных сечений реакций $\sigma(\gamma, Xn)$, $\sigma(\gamma, 1n)$, $\sigma(\gamma, 2n)$ и $\sigma(\gamma, 3n)$ на изотопах ^{102}Pd и ^{104}Pd и расчетов с помощью программы TALYS [12]. Интегральные сечения реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ на изотопах ^{102}Pd и ^{104}Pd , рассчитанные от порога реакции до 55 МэВ, при-

Таблица 3. Пороги $E_{\text{пор}}$ и интегральные сечения $\sigma_{\text{инт}}$ фотонейтронных реакций на изотопах ^{102}Pd и ^{104}Pd , интегральные сечения рассчитаны от порога реакции до 55 МэВ

Реакция	$E_{\text{пор}}, \text{МэВ}$	$\sigma_{\text{инт}}, \text{МэВ мбн}$	
		KAERI	TALYS
$^{102}\text{Pd}(\gamma, 1n)$	10.57	1287	1169
$^{102}\text{Pd}(\gamma, 2n)$	18.84	492	430
$^{102}\text{Pd}(\gamma, 3n)$	29.96	101	86
$^{104}\text{Pd}(\gamma, 1n)$	9.98	1287	1138
$^{104}\text{Pd}(\gamma, 2n)$	17.61	499	633
$^{104}\text{Pd}(\gamma, 3n)$	28.18	101	193

ведены в табл. 3. В области энергий, где расположено сечение реакции $\sigma(\gamma, 3n)$, существенный вклад дает квазидейтронный механизм поглощения γ -квантов, что приводит к увеличению ошибки при расчете сечения реакции $\sigma(\gamma, 3n)$.

В работах [29, 30] измерялись выходы реакции $^{102}\text{Pd}(\gamma, 1n)$ на тормозных пучках гамма-квантов при энергии электронов ускорителя от 11 до 14 МэВ. Для получения абсолютных значений выходов использовалась нормировка на сечение реакции $^{197}\text{Au}(\gamma, 1n)$. Результаты, полученные в работах [29, 30], показывают, что в районе порога выход реакции $^{102}\text{Pd}(\gamma, 1n)$ совпадает с выходом, рассчитанным из сечения по программе NON-SMOKER [13], и занижен относительно расчетов по программе TALYS [12] и оцененных сечений [14].

Измеренные в настоящей работе выходы фотонейтронных реакций с образованием $^{99-101,103}\text{Pd}$ на природной смеси изотопов палладия сравниваются с выходами, рассчитанными из оцененных и теоретических сечений.

В случае, если эксперимент выполняется на природной смеси изотопов, измеряется выход образования ядра в результате всех возможных реакций на стабильных изотопах элемента. При расчете теоретических выходов учитывались вклады реакций от более тяжелых изотопов с учетом их процентного содержания η_i в природной смеси:

$$Y(E^m)_{\text{теор}} = \alpha \sum_i \eta_i \int_{E_{\text{инт}}}^{E^m} \phi(E, E^m) \sigma_i(E) dE, \quad (4)$$

где индекс i соответствует стабильному изотопу в природной смеси изотопов Pd.

Сравнение абсолютных выходов фотоядерных реакций на изотопах палладия, полученных в настоящем эксперименте $Y_{\text{эксп}}$ (формулы (2)–(3)), теоретически рассчитанных с помощью программы TALYS (Y_{TALYS}) [12] и оцененных сечений из библиотеки KAERI (Y_{KAERI}) [14] для изотопов палладия $^{99-103}\text{Pd}$ приведено в табл. 4. В первой колонке приведены изотопы, образующиеся в результате фотоядерных реакций. Во второй колонке приведены основные фотоядерные реакции, в которых образуются изотопы. В третьей колонке приведены пороги парциальных реакций, приводящих к образованию исследуемых изотопов. В четвертой колонке приведены экспериментальные выходы. Выходы нормированы на один электрон пучка ускорителя, падающий на тормозную мишень. В пятой и шестой колонках приведены суммарные теоретические выходы фотонейтронных реакций на природной смеси изотопов Pd, рассчитанные по формуле (4) на основе сечений, рассчитанных с помощью программы TALYS, и оцененных сечений

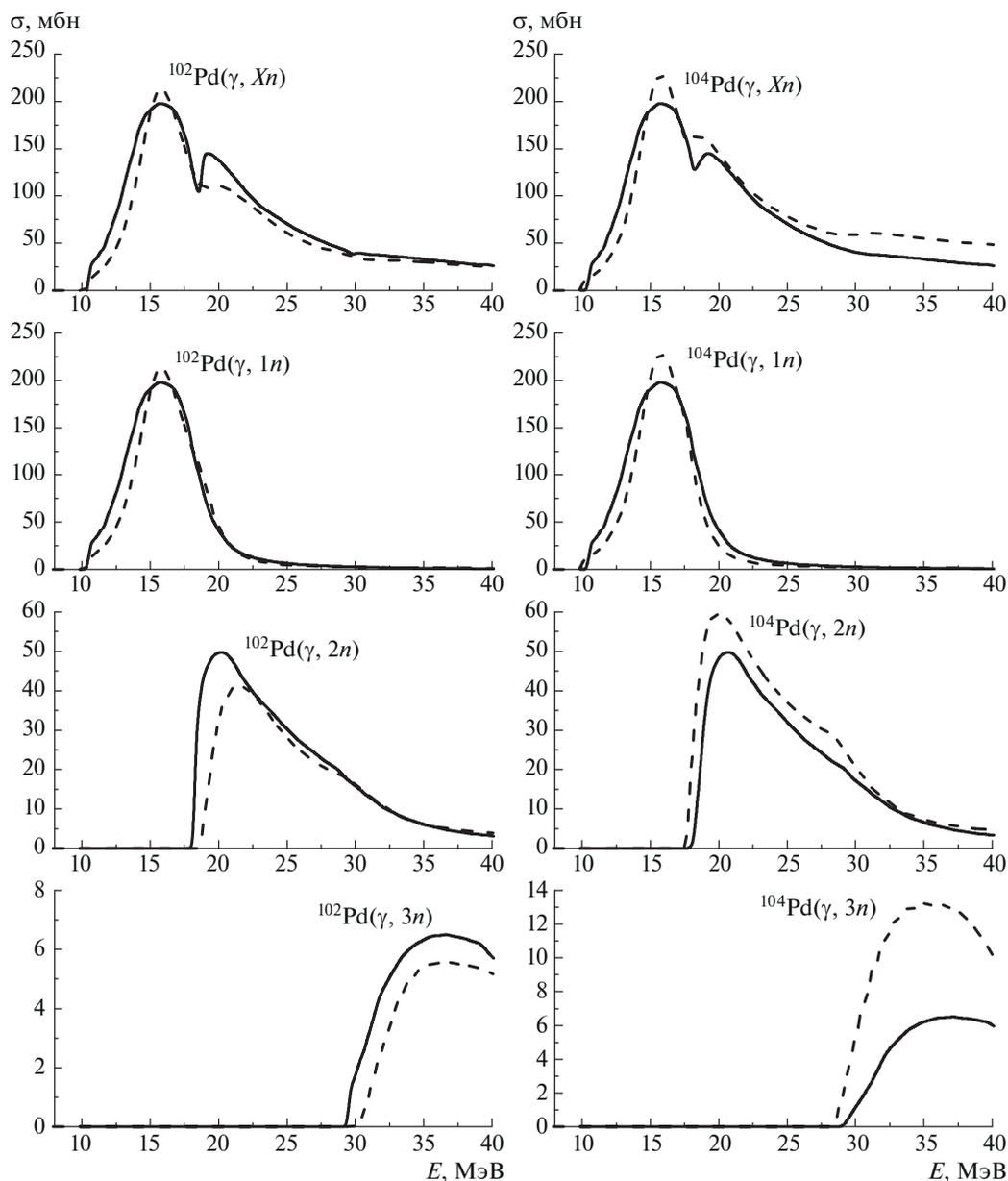


Рис. 4. Сечения реакций $\sigma(\gamma, Xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots$, $\sigma(\gamma, 1n)$, $\sigma(\gamma, 2n)$, $\sigma(\gamma, 3n)$ на изотопах ^{102}Pd и ^{104}Pd : оцененные сечения из библиотеки KAERI [14] (сплошная линия) и сечения, рассчитанные с помощью программы TALYS [12] (штриховая линия).

из библиотеки KAERI. В пятой и шестой колонках также приведены выходы на отдельных изотопах природной смеси Pd, рассчитанные по формуле (1).

Для изотопов $^{99-101,103}\text{Pd}$ выходы фотонейтронных реакций, рассчитанные из теоретических и оцененных сечений, оказываются завышенными относительно экспериментальных. Это объясняется тем, что в расчетах, выполненных на основе программы TALYS и GNASH, не учитывается изоспиновое расщепление ГДР, которое должно приводить к увеличению вероятности фотопротонных реакций и снижению вероятности фотонейтронных

реакций. При поглощении дипольных γ -квантов в ядрах с $N \neq Z$ возбуждаются две ветви гигантского резонанса $T_< = T_0$ и $T_> = T_0 + 1$, где T_0 — изоспин основного состояния ядра:

$$T_0 = \frac{|N - Z|}{2}. \quad (5)$$

Отношение интегральных сечений $\sigma_>$ и $\sigma_<$, взвешенное по тормозному спектру, для состояний $T_>$ и $T_<$ определяется соотношением [31]:

$$\frac{\sigma_>}{\sigma_<} = \frac{1}{T_0} \frac{1 - 1.5T_0 A^{-2/3}}{1 + 1.5T_0 A^{-2/3}}. \quad (6)$$

Таблица 4. Сравнение экспериментальных $Y_{\text{эксп}}$ и теоретических выходов изотопов палладия $^{99-103}\text{Pd}$; теоретические выходы рассчитывались на основе оцененных сечений КАЕРИ ($Y_{\text{КАЕРИ}}$) и теоретических сечений из программы TALYS (Y_{TALYS})

Изотоп	Реакция образования изотопа	$E_{\text{пор}}$, МэВ	$Y(55 \text{ МэВ})_{\text{эксп}}$, 1/e	$Y_{\text{КАЕРИ}}$, 1/e	Y_{TALYS} , 1/e
^{103}Pd	$^{\text{nat}}\text{Pd}(\gamma, in)$		$(2.08 \pm 0.11) \times 10^{-6}$	2.62×10^{-6}	2.52×10^{-6}
	$^{104}\text{Pd}(\gamma, 1n)$	10.0		1.58×10^{-6}	1.38×10^{-6}
	$^{105}\text{Pd}(\gamma, 2n)$	17.1		1.03×10^{-6}	8.98×10^{-7}
	$^{106}\text{Pd}(\gamma, 3n)$	26.6			2.33×10^{-7}
^{102}Pd	$^{\text{nat}}\text{Pd}(\gamma, in)$			6.11×10^{-7}	7.31×10^{-7}
	$^{104}\text{Pd}(\gamma, 2n)$	17.6		4.65×10^{-7}	4.32×10^{-7}
	$^{105}\text{Pd}(\gamma, 3n)$	24.7		1.46×10^{-7}	2.14×10^{-7}
	$^{106}\text{Pd}(\gamma, 4n)$	34.3			8.51×10^{-8}
^{101}Pd	$^{\text{nat}}\text{Pd}(\gamma, in)$		$(1.38 \pm 0.07) \times 10^{-7}$	2.03×10^{-7}	2.46×10^{-7}
	$^{102}\text{Pd}(\gamma, 1n)$	10.5		1.45×10^{-7}	1.27×10^{-7}
	$^{104}\text{Pd}(\gamma, 3n)$	28.2		3.52×10^{-8}	7.05×10^{-8}
	$^{105}\text{Pd}(\gamma, 4n)$	35.3		2.33×10^{-8}	4.92×10^{-8}
^{100}Pd	$^{\text{nat}}\text{Pd}(\gamma, in)$		$(2.27 \pm 0.17) \times 10^{-8}$	3.77×10^{-8}	4.11×10^{-8}
	$^{102}\text{Pd}(\gamma, 2n)$	18.8		3.02×10^{-8}	2.50×10^{-8}
	$^{104}\text{Pd}(\gamma, 4n)$	36.5		7.42×10^{-9}	1.61×10^{-8}
^{99}Pd	$^{\text{nat}}\text{Pd}(\gamma, in)$		$(9.13 \pm 0.40) \times 10^{-10}$	3.24×10^{-9}	3.12×10^{-9}
	$^{102}\text{Pd}(\gamma, 3n)$	29.9		3.20×10^{-9}	2.65×10^{-9}
	$^{104}\text{Pd}(\gamma, 5n)$	47.6		4.51×10^{-11}	4.75×10^{-10}

Для легких изотопов ^{102}Pd и ^{104}Pd $\sigma_{>}/\sigma_{<} \approx 0.1$ и $\sigma_{>}/\sigma_{<} \approx 0.07$ соответственно. По правилам отбора по изоспину состояния $T_{>}$ распадаются преимущественно по протонному каналу, что приводит к подавлению распадов ГДР с нейтронами в конечном состоянии.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнены экспериментальные и теоретические исследования фотонейтронных реакций на легких изотопах палладия ^{102}Pd и ^{104}Pd . Мишень из природной смеси изотопов палладия облучена тормозными гамма-квантами от электронного ускорителя РМ-55 при максимальной энергии 55 МэВ. Определены абсолютные выходы фото-ядерных реакций на изотопах ^{102}Pd и ^{104}Pd с вылетом до трех нейтронов. Сравнение с результатами расчетов по программе TALYS и оцененными сечениями из библиотеки КАЕРИ показало, что во всех случаях теоретические сечения фотонейтронных реакций оказываются завышенными. Это связано с тем, что в теоретических расчетах парциальных сечений не учитывалось изоспиновое расщепление ГДР, которое должно приводить к существенному

увеличению доли фотопротонных реакций и снижению доли фотонейтронных реакций в полном сечении фотопоглощения на изотопах ^{102}Pd и ^{104}Pd .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, and F. Hoyle, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 547 (1957).
2. S. Raman, C. W. Nestor, and P. Tikkanen, *At. Data Nucl. Data Tables* **78**, 1 (2001).
3. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, *ЯФ* **68**, 1407 (2005) [*Phys. At. Nucl.* **68**, 1352 (2005)].
4. M. Arnould, *Phys. Rep.* **450**, 97 (2007).
5. M. Arnould and S. Goriely, *Phys. Rep.* **384**, 1 (2003).
6. S. E. Woosley and W. M. Howard, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **36**, 285 (1978).
7. M. Rayet, N. Prantzos, and M. A. Arnould, *Astron. Astrophys.* **227**, 271 (1990).
8. C. Travaglio, F. K. Röpkе, R. Gallino, and W. Hillebrandt, *Astrophys. J.* **739**, 93 (2011).
9. B. Paxton, L. Bildsten, A. Dotter, F. Herwig, P. Lesaffre, and F. Timmes, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **192**, 3 (2011).
10. B. Paxton, M. Cantiello, P. Arras, L. Bildsten, E. F. Brown, A. Dotter, C. Mankovich, M. H. Montgomery, D. Stello, F. X. Timmes,

- and R. Townsend, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **208**, 4 (2013).
11. B. Paxton, P. Marchant, J. Schwab, E. B. Bauer, L. Bildsten, M. Cantiello, L. Dessart, R. Farmer, H. Hu, N. Langer, R. H. D. Townsend, D. M. Townsley, and F. X. Timmes, *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **220**, 15 (2015).
 12. A. J. Konig, S. Hilaire, and M. C. Duijvestijn, in *Proceedings of the International Conference on Nuclear Data for Science and Technology, Nice, France, May 22–27, 2007*, Ed. by O. Bersillon, F. Gunsing, E. Bauge, R. Jacqmin, and S. Leray (EDP Sciences, 2008), p. 211.
 13. T. Rauscher and F.-K. Thielemann, *At. Data Nucl. Data Tables* **88**, 1 (2004).
 14. Y. O. Lee and Y. Han, *KAERI Photoneuclear Data Library, KAERI/TR-1512/2000* (Korea Atomic Energy Research Institute, 2000).
 15. A. I. Karev, A. N. Lebedev, V. G. Raevsky, A. N. Ermakov, A. N. Kamanin, V. V. Khankin, N. I. Pahomov, V. I. Shvedunov, N. P. Sobenin, L. Brothers, and L. Wilhide, in *Proceedings of the XXII Russian Particle Accelerator Conference Rurac-2010* (Budker INP, Novosibirsk, 2010), p. 316.
 16. А. Н. Ермаков, Б. С. Ишханов, В. В. Ханкин, В. И. Шведунов, А. И. Карев, Н. И. Пахомов, Н. П. Собенин, Н. В. Шведунов, А. Н. Каманин, Е. Е. Журавлев, ПТЭ № 2, 20 (2018) [*Instrum. Exp. Tech.* **61**, 173 (2018)].
 17. S. S. Belyshev, D. M. Filipescu, I. Gheoghe, B. S. Ishkhanov, V. V. Khankin, A. S. Kurilik, A. A. Kuznetsov, V. N. Orlin, N. N. Peskov, K. A. Stopani, O. Tesileanu, and V. V. Varlamov, *Eur. Phys. J. A* **51**, 67 (2015).
 18. S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Barrand, F. Behner, L. Bellagamba, J. Boudreau, L. Broglia, A. Brunengo, and H. Burkhardt, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **506**, 250 (2003).
 19. С. С. Бельшев, А. В. Дружинина, *Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та, № 2*, 1820206 (2018) [*Memoirs of the Faculty of Physics, № 2*, 1820206 (2018)].
 20. С. С. Бельшев, К. А. Стопани, С. Ю. Трошиев, А. С. Курилик, А. А. Кузнецов, *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. № 4*, 42 (2011) [*Moscow Univ. Bull.* **66**, 363 (2011)].
 21. Б. С. Ишханов, А. А. Кузнецов, *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. № 1*, 27 (2013) [*Moscow Univ. Bull.* **68**, 27 (2013)].
 22. S. S. Belyshev, A. N. Ermankov, B. S. Ishkhanov, V. V. Khankin, A. S. Kurilik, A. A. Kuznetsov, V. I. Shvedunov, and K. A. Stopani, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **745**, 133 (2014).
 23. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, М. А. Макаров, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, *Изв. РАН. Сер. физ.* **80**, 351 (2016) [*Bull. Russ. Acad. Sci. Phys.* **80**, 317 (2016)].
 24. A. Leprêtre, H. Beil, R. Bergère, P. Carlos, A. De Miniac, A. Veyssière, and K. Kernbach, *Nucl. Phys. A* **219**, 39 (1974).
 25. M. G. Huber, M. Danes, H. J. Weber, and W. Greiner, *Phys. Rev.* **155**, 1073 (1967).
 26. T. D. Urbas and W. Greiner, *Phys. Rev. Lett.* **24**, 1026 (1970).
 27. M. B. Chawick, M. Herman, P. Obložinsky, M. E. Dunn, Y. Danon, A. C. Kahler, D. L. Smith, B. Pritychenko, G. Arbanas, R. Arcilla, R. Brewer, D. A. Brown, R. Capote, A. D. Carlson, Y. S. Cho, and H. Derrien, *Nucl. Data Sheets* **112**, 2887 (2011).
 28. M. B. Chadwick and P. G. Young, Lawrence Livermore, National Laboratory UCRL-ID-118721 (1994).
 29. J. Tickner, R. Bencardino, and G. Roach, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **268**, 99 (2010).
 30. Ye. Skakun, I. Semisalov, V. Kasilov, V. Popov, S. Kochetov, N. Avramenko, V. Maslyuk, V. Mazur, O. Parlag, D. Simochko, and I. Gajnish, in *Proceedings of the 4th International Conference on Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy (NPAE – Kyiv 2012), September 3–7, 2012*, Ed. by I. M. Vyshnevskiy (Kyiv, Ukraine, 2012), p. 570.
 31. S. Fallieros and B. Goulard, *Nucl. Phys. A* **147**, 593 (1970).

INVESTIGATION OF PHOTONEUTRON REACTIONS LEADING TO THE FORMATION AND DISINTEGRATION OF THE ^{102}Pd ISOTOPE

S. S. Belyshev¹⁾, B. S. Ishkhanov^{1),2)}, A. A. Kuznetsov^{1),2)}, A. A. Prosnjakov¹⁾,
N. J. Fursova¹⁾, V. V. Khankin²⁾

¹⁾*Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University, Russia*

²⁾*Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University, Russia*

Experimental and theoretical studies of photoneutron reactions on palladium light isotopes ^{102}Pd and ^{104}Pd are performed. A target from a natural mixture of palladium isotopes was irradiated with bremsstrahlung γ quanta on the RTM-55 electron accelerator with electron energy of 55 MeV. The absolute yields of photoneutron reactions on the ^{102}Pd and ^{104}Pd isotopes with the emission of up to three neutrons are determined. The results obtained are compared with the results of calculations using the TALYS program and estimated cross sections.

САМОСОГЛАСОВАННЫЙ РАСЧЕТ ЗАРЯДОВЫХ РАДИУСОВ В ДЛИННОЙ ИЗОТОПИЧЕСКОЙ ЦЕПОЧКЕ $^{58-82}\text{Cu}$

© 2020 г. И. Н. Борзов^{1),2)*}, С. В. Толоконников^{1),3)}

Поступила в редакцию 14.05.2020 г.; после доработки 08.06.2020 г.; принята к публикации 08.06.2020 г.

Проведены расчеты зарядовых радиусов в длинной изотопической цепочке меди, содержащей нечетные ядра $^{58,79}\text{Cu}$, вблизи экзотических дважды магических ядер $^{58,78}\text{Ni}$ и ядер с магическими подболочками $N = 32, 34, 40$. Используются самосогласованная теория конечных ферми-систем и семейство энергетических функционалов плотности, предложенных Фаянсом и др. (DF3, DF3-a...). Проведено сравнение с экспериментом и расчетами в самосогласованных моделях, использующих новые версии функционала Фаянса, с параметрами, полученными с помощью расширенного оптимизационного протокола: Fy(std) и Fy(HFB, ∇r), а также с ab-initio расчетами в ренорм-групповой модели и с расчетом с зависящим от плотности спин-орбитальным взаимодействием, полученным на основе $3N$ -взаимодействия. Проанализированы возможные механизмы обнаруженного в экспериментах ISOLDE-CERN ослабления четно-нечетного “дрожания радиусов” при приближении к замкнутой нейтронной оболочке $N = 50$. Показана корреляция изотопических зависимостей зарядовых радиусов и полных энергий бета-распада.

DOI: 10.31857/S0044002720060100

1. ВВЕДЕНИЕ

Ускорители радиоактивных ионов — “фабрики редких изотопов” (FRIB), использующие вторичные пучки продуктов деления, открыли новые перспективы синтеза короткоживущих нуклидов, сильно обогащенных нейтронами [1]. В современных проектах ускорения ионов мощными лазерными импульсами с пиковой мощностью экзаваттного уровня $((1-2)10^{17}$ Вт) ионные пучки будут иметь плотности, на порядки превышающие доступные на классических ускорителях, что позволит синтезировать тяжелые ядра с нейтронными избытками, близкими к экстремальным [2]. Тем не менее значительная часть экзотических тяжелых и сверхтяжелых ядер недоступна в земных условиях. Для теоретического анализа свойств экзотических нейтронно-избыточных систем и получения ядерных данных около 2000 экспериментально неизвестных ядер, позволяющих моделировать процесс быстрого астрофизического нуклеосинтеза (γ -процесс), необходимо развитие

самосогласованных подходов. Подход в теории структуры атомного ядра, основанный на методе энергетического функционала плотности, применим в широкой области ядерной карты. Изучение характеристик основных состояний экзотических ядер дает уникальную возможность установления ограничений на структуру и параметры нормальной и спаривательной компонент ядерного функционала плотности.

Особая роль принадлежит зарядовым ядерным радиусам, содержащим информацию о мезоскопической природе атомных ядер. Глобальные закономерности изменения размеров ядер (их протонного, нейтронного, массового или зарядового радиусов) с ростом массового числа описываются простой жидкокапельной формулой $R = r_0 A^{1/3}$, следующей из макроскопического подхода. Однако экспериментально наблюдается другая, более слабая A -зависимость, приводящая к “отрицательному” (по сравнению с жидкокапельным) изотопическому сдвигу радиусов. Более того, наблюдаются заметные локальные флуктуации зарядовых радиусов. Это специфически квантовое явление, отражающее эволюцию оболочечной структуры ядер. Наиболее яркие примеры нерегулярностей изотопической зависимости зарядовых радиусов — локальные минимумы (или максимумы) при пересечении замкнутых оболочек и четно-нечетное “дрожание” радиусов (odd-even staggering или OES-эффект) [3].

¹⁾Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, Москва, Россия.

²⁾Лаборатория теоретической физики им. Н.Н. Боголюбова, Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

³⁾Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия.

*E-mail: Borzov_IN@nrcki.ru

В последнее время количество информации о зарядовых радиусах ядер резко возросло благодаря развитию высокочувствительного метода — коллинеарной резонансной ионизационной спектроскопии (CRIS) [4]. Новые данные об их изотопической зависимости, полученные в ISOLDE-CERN, позволяют проверить предсказания микроскопических самосогласованных моделей для сильно нейтронно-избыточных изотопов. В изотопах Ca при заполнении орбиталей вблизи новой магической нейтронной подоболочки $N = 32$ обнаружен аномальный рост зарядовых радиусов, например в ^{52}Ca (относительно ^{48}Ca) $\delta\langle r_{\text{ch}}^2 \rangle(48, 52) = 0.530(5)$ фм² [5]. Аналогичная тенденция роста $\langle r_{\text{ch}}^2 \rangle$ при $N > 28$ обнаружена в изотопических цепочках K [6], Sr [7] и [8]. Измерения в изотопах Sn показали, что изотопическая зависимость их зарядовых радиусов при $N > 82$ отлична от экстраполированной на основе плавного роста радиусов, наблюдаемого при заполнении нейтронной оболочки $N = 82$. Зарядовый среднеквадратичный радиус тяжелого нестабильного изотопа олова ^{134}Sn (относительно ^{124}Sn) более чем на 70% превышает радиус дважды магического ^{132}Sn [9]. Наблюдается излом в $\langle r_{\text{ch}}^2 \rangle(N)$ при пересечении оболочки $N = 82$, аналогичный известному “kink”-эффекту, найденному для оболочки $N = 126$ в ядре ^{208}Pb [10].

Систематические исследования OES-эффекта в области от $Z = 20$ до $Z = 26$ указывают на его подавление в изотопах Fe [11], соответствующее увеличению силы нейтрон-протонного взаимодействия. Особенности проявления OES-эффекта изучались также для тяжелых изотопов Cd [12] и легких нейтронно-дефицитных изотопов Ca [13].

Объяснение изотопических нерегулярностей зарядовых радиусов — чувствительный тест для самосогласованных моделей структуры атомного ядра, основанных на теории энергетического функционала плотности. Излом в N -зависимости зарядовых радиусов объясняется, в основном, плотностной зависимостью спин-орбитального взаимодействия. Другим важным фактором является сильное нейтрон-протонное притяжение, приводящее в самосогласованном подходе к взаимосвязи нейтронного и протонного радиусов. В результате, при заполнении нейтронных орбиталей сверх главной оболочки, особенно тех, которые имеют большую пространственную протяженность, увеличивается и протонный радиус (уменьшается энергия симметрии). Роль последовательно релятивистского описания спин-орбитального взаимодействия была продемонстрирована в [10]. Масштаб изотопических нерегулярностей радиусов зависит от (Z, N) ядра и меняется для различных сочетаний замкнутых оболочек в соответствии

с величинами их относительного энергетического сдвига.

Эффект четно-нечетного “дрожания” зарядовых радиусов был впервые последовательно объяснен в рамках самосогласованной теории конечных ферми-систем (ТКФС), использующей формализм теории энергетического функционала плотности (ЭФП). В этом подходе, использующем семейство ЭФП, развитом Фаянсом и др. [14–21], результирующие эффективные NN -силы не зависят от энергии, но зависимость ЭФП от ядерной плотности ρ более сложна, чем в известных функционалах Скирма [22, 23]. Поверхностные и спаривательные компоненты в версиях ЭФП Фаянса DF3, FaNDF0 зависят от градиента ядерной плотности, эффективно учитывающего связь с фоннными возбуждениями, что позволило впервые объяснить OES-эффект [16, 17].

Тонкая калибровка ЭФП Фаянса была проведена с учетом систематики X. Граве и др. [24], содержащей 105 экспериментальных (из них несколько оцененных) одночастичных энергий и 65 спин-орбитальных расщеплений (включая данные по “новым” дважды магическим ядрам ^{78}Ni , $^{100,132}\text{Sn}$). Соответствующий ЭФП Фаянса DF3-a [19] позволил описать $\langle r_{\text{ch}}^2 \rangle$ для ряда изотопических цепочек с точностью 0.01–0.02 фм [20, 21], превосходящей точность современных версий ЭФП Скирма [22, 23].

В рамках самосогласованной ТКФС учитываются также локальные флуктуации зарядовых радиусов, связанные с вкладом квазичастично-фоннного взаимодействия. Явный учет фоннных корреляций [25] одновременно снимает известную проблему “обратной параболы” зарядовых радиусов Ca (их равенство для изотопов с $N = 20$ и 28) и проблему аномального роста радиусов при $N > 28$ с формированием “нейтронной шубы” (разности среднеквадратичных радиусов протонных и нейтронных распределений плотности). Эти изотопические аномалии зарядовых радиусов ранее не удавалось описать с помощью функционалов Скирма. Отметим, что недавно обнаруженный излом в изотопической зависимости $\langle r_{\text{ch}}^2 \rangle$ при пересечении оболочки $N = 82$ в изотопах Sn отлично описывается с функционалами Фаянса [9, 21].

В настоящее время к функционалу Фаянса привлечено значительное внимание. Зависимость от нормальной плотности этого ЭФП более сложная, чем у ЭФП Скирма, а спаривательная часть содержит зависимость от нуклонной плотности и от ее градиента. Нестандартный анзац обуславливает более высокую точность описания свойств

основных состояний ядер и согласуется с равновесной ядерной плотностью, что позволяет объяснить тонкие особенности OES-эффекта в энергиях связи и зарядовых радиусах широкого круга ядер. Для анализа новых экспериментов ISOLDE-CERN использовались самосогласованные модели с новыми версиями функционала Фаянса $F_y(\text{std})$ и $F_y(\text{HFB}, \nabla r)$, параметры которых получены с помощью расширенного оптимизационного протокола [11–13, 26].

Радиусы распределений материи и заряда для цепочек изотопов (изотонов) с магическими $N(Z)$ рассматривались также с полумикроскопическим, зависящим от плотности спин-орбитальным взаимодействием, полученным из свойств $3N$ -взаимодействия в модели [27]. Расчеты нацелены, в основном, на определение степени магичности ядра по изотопическому поведению зарядовых радиусов. Показано, что форма “излома” в $R_{\text{ch}}(N)$ (положительный излом — “kink” или отрицательный — anti-“kink”) связана с последовательностью заполнения спин-орбитальных партнеров $j \pm 1/2$. В такой модели также удается описать “kink”-эффекты при пересечении магических оболочек.

Для расчета зарядовых радиусов использовался и ab-initio подход ренорм-группы [28]. В рамках этой модели rms-радиусы недооцениваются для взаимодействия EM1.8/2.0 и переоцениваются для взаимодействия PWA, так как они не воспроизводят значение ядерной равновесной плотности ρ_0 .

В настоящей работе проведены самосогласованные расчеты зарядовых радиусов в изотопах Cu с использованием энергетического функционала плотности DF3-a [19]. Последовательно самосогласованное описание основных состояний полумагических ядер с нечетным Z представляет сложную задачу, требующую введения ограничений на времени-нечетные компоненты нуклонной плотности [29], тогда как часто используемое приближение “усредненного заполнения” не дает их точного описания [30]. Характеристики основных состояний изотопической цепочки Cu вызывают особый интерес в связи с наличием в ней экзотических слабосвязанных ядер ^{58}Cu и ^{79}Cu , содержащих непарный нуклон сверх магической оболочки. В недавних экспериментах [31] измерены зарядовые радиусы изотопов Cu вблизи замкнутых оболочек $N = 32, 34, 40$. Цель работы — исследовать причины обнаруженного в экспериментах ISOLDE-CERN [32] ослабления четно-нечетного “дрожания радиусов” изотопов Cu, приближающихся к полумагическому ядру ^{79}Cu . Представляет также интерес наличие корреляций изотопической зависимости зарядовых радиусов, энергий связи и полных энергий бета-распада в длинной цепочке изотопов Cu.

2. ЗАРЯДОВАЯ ПЛОТНОСТЬ И СРЕДНЕКВАДРАТИЧНЫЙ РАДИУС ЯДРА

Среднеквадратичный (mean-square) зарядовый радиус атомного ядра определяется через зарядовую плотность $\rho_{\text{ch}}(\mathbf{r})$. Прецизионные измерения сечений упругого рассеяния электронов с энергиями $E_e \approx 500$ МэВ позволили безмодельным образом извлечь зарядовые плотности ядер и создать систематику зарядовых радиусов [33]:

$$\langle r_{\text{ch}}^2 \rangle = \frac{1}{Z} \int r^2 \rho_{\text{ch}}(\mathbf{r}) d^3r. \quad (1)$$

Изотопические разности среднеквадратичных радиусов (differential mean-square) dms-радиусы $\delta \langle r_{\text{ch}}^2(A, A') \rangle$ непосредственно связаны с наблюдаемыми величинами — изотопическими смещениями сверхтонкой структуры энергий атомных уровней.

Распределение плотности заряда ядра $\rho_{\text{ch}}(\mathbf{r})$ характеризуется радиальными моментами [34]:

$$R_n = (\langle r^n \rangle)^{1/n} = \left(\frac{\int r^n \rho_{\text{ch}}(\mathbf{r}) d^3r}{\int \rho_{\text{ch}}(\mathbf{r}) d^3r} \right)^{1/n}. \quad (2)$$

Обычно используется так называемый rms-радиус (root-mean-square) $R_{\text{ch}} = \sqrt{\langle r_{\text{ch}}^2 \rangle}$. Точность современных измерений изотопических сдвигов достигает диапазона нескольких герц и уже позволяет анализировать информацию, содержащуюся в моментах более высокого порядка [35].

В полностью самосогласованном структурно-ядерном подходе рассчитываются нуклонные плотности в приближении точечных нуклонов:

$$\rho_{\tau}(\mathbf{r}) = \sum_{jls} n_{\lambda}^{\tau} \phi_{\lambda}^{\tau}(\mathbf{r}). \quad (3)$$

Здесь ϕ_{λ}^{τ} — одноквартичные волновые функции нуклонов в сферическом самосогласованном одночастичном потенциале, где $\lambda = j, l = j \pm 1/2$, s — стандартный набор квантовых чисел, $\tau = p, n$; n_{λ}^{τ} — числа заполнения нуклонных орбиталей, найденные в самосогласованном поле спаривания. Оценка показывает, что величина тонкого расщепления в нечетно-нечетных изотопах меди составляет ± 50 кэВ, что оправдывает усреднение по спиновым компонентам в (3). Нормировка плотностей на полное число нейтронов — N (протонов — Z).

Прецизионное описание модельно независимых зарядовых плотностей, извлекаемых из сечений упругого рассеяния электронов с $E_e = 500$ МэВ на ядрах с заполненными главными оболочками [34], показало, что в точечные плотности ρ_{τ} следует

добавить релятивистские и спин-орбитальные поправки [36, 37], а распределение заряда нуклонов можно достаточно точно учесть формфакторами $F_{E\tau}$, описывающими эффекты пространственной конечности нуклонов и их электромагнитную структуру [38]:

$$\rho_{\text{ch}}(\mathbf{r}) = \sum_{\tau} \int \rho_{\tau}(\mathbf{r} - \mathbf{r}') F_{E\tau}(\mathbf{r}') d^3 r', \quad (4)$$

здесь протонный и нейтронный формфакторы (4) параметризуются в дипольном приближении из условия описания зарядовых радиусов протона и нейтрона: $\langle r_p^2 \rangle = 0.7080(32)$ фм² [39] и $\langle r_n^2 \rangle = -0.117(4)$ фм² [40].

В результате среднеквадратичный зарядовый радиус ядра приобретает вид [34]

$$\langle r_{\text{ch}}^2 \rangle = \langle r_p^2 \rangle + \langle \delta r_{\text{ch}}^2 \rangle_p + N/Z \langle \delta r_{\text{ch}}^2 \rangle_n + \langle r_{s-o}^2 \rangle + \langle r_{\text{cm}}^2 \rangle, \quad (5)$$

где $\langle r_p^2 \rangle$ — среднеквадратичный протонный радиус, отвечающий точечной плотности (3), а поправки к нему упомянуты выше.

Полностью самосогласованные расчеты радиусов ядер основаны на обобщенном энергетическом функционале плотности, зависящем от нормальной ρ и аномальной плотностей ν :

$$E[\rho, \nu] = \int \mathcal{E}(\rho(\mathbf{r}), \nu(\mathbf{r})) d^3 r.$$

Гамильтониан среднего поля $h(1, 2)$ и потенциал спаривания $\Delta(\mathbf{r})$ находятся как вариации ЭФП по ρ и ν :

$$h(1, 2) = \frac{\delta \mathcal{E}}{\delta \rho(2, 1)},$$

$$\Delta(\mathbf{r}) = \frac{\delta \mathcal{E}}{\delta \nu(\mathbf{r})},$$

где $1 = (\mathbf{r}_1, \sigma_1)$, $2 = (\mathbf{r}_2, \sigma_2)$ — пространственные и спиновые координаты. Итерационная HF + BCS-процедура в самосогласованной ТКФС позволяет определить основное состояние ядра, отвечающее условию минимума энергии, волновые функции и числа заполнения, необходимые для расчетов плотностей и радиусов связи.

В качестве критерия точности самосогласованного расчета ядерных радиусов в ТКФС используется, во-первых, описание модельно-независимых зарядовых плотностей, извлекаемых из сечений упругого рассеяния электронов с $E_e = 500$ МэВ [34].

Во-вторых, согласно с общими представлениями теории многих тел, в самосогласованной ТКФС зависимость массового оператора от импульса (скоростные силы) и от энергии учитывается на

равноправной основе, что приводит к эффективно-му сокращению этих вкладов в эффективной массе. В результате она практически совпадает с массой нуклона $m^* = m_N$. Поэтому самосогласованная ТКФС, использующая формализм ЭФП, является вариантом метода энергетического функционала Кона—Шема. В таком подходе правомерен также критерий точности описания плотности одночастичных состояний вблизи поверхности Ферми и детального сравнения их энергий с экспериментальными.

В настоящей работе используется ЭФП DF3-а [15, 18]. Подробное описание различных версий ЭФП Фаянса можно найти в [15, 21]. Остановимся лишь на основных деталях, необходимых для дальнейшего обсуждения. В отличие от известных ЭФП Скирма [22, 23], зависимость от ядерной плотности ρ для ЭФП Фаянса более сложная. Для объемной и поверхностной частей ЭФП эта зависимость симулируется дробно-линейным Паде-приближением [17] — в схематической форме имеем

$$\epsilon(\rho) = (1 + h_1 \rho^\alpha) / (1 + h_2 \rho^\sigma),$$

где h_1 , h_2 , α , σ — параметры. При $h_2 = 0$ зависимость функционала от ρ более “жесткая”, как у ЭФП Скирма.

Плотность энергии спаривания ϵ_{pair} имеет вид

$$\epsilon_{\text{pair}}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} \sum_{\tau=n,p} \mathcal{F}^{\xi,\tau}(\rho_+(\mathbf{r})) |\nu_{\tau}(\mathbf{r})|^2,$$

где $\rho_+ = \rho_n + \rho_p$. При учете вклада в энергию взаимодействия многочастичных сил и корреляций амплитуда $\mathcal{F}^{\xi,\tau}$ зависит от нормальной плотности $x_+ = \rho_+ / 2\rho_0$, где ρ_0 — равновесная ядерная плотность:

$$\mathcal{F}^{\xi,\tau} = \mathcal{F}^{p,p} = \mathcal{F}^{n,n} = C_0 f^{\xi}(x_+).$$

В наших расчетах основные состояния ядер описываются функционалом DF3-а. Учтены плотностные и зависящие от градиента плотности компоненты спаривания; параметризация f^{ξ} имеет вид

$$f^{\xi}(x_+(\mathbf{r})) = f_{\text{ex}}^{\xi} + h^{\xi}(x_+)^q(\mathbf{r}) + f^S r_0^2 (\nabla x_+(\mathbf{r}))^2,$$

где f_{ex}^{ξ} — силовая константа нуклонного спаривания вне ядра.

Параметры функционала спаривания выбирались из оптимального описания энергий отделения нейтрона S_n и S_{2n} (рис. 1а, б). Согласие с экспериментом по S_n в изотопах Си на уровне ≈ 100 – 200 кэВ (рис. 1а) (за исключением $^{66,68}\text{Si}$, где отклонения ≈ 600 и 700 кэВ), а для S_{2n} — на уровне ≈ 100 – 200 кэВ (рис. 1б) (за исключением $^{65-68}\text{Si}$, где отклонения до ≈ 1300 кэВ). Использовалась аппроксимация $f_{\xi}^{pp} = f_{\xi}^{nn} = f_{\xi}^{np} = f_{\xi}^{\xi}$. Для

области изотопов Cu значение силового параметра $f^\xi = 0.28$. Нормировка $C_0 = 300$ МэВ фм³, а параметр обрезания равен 40 МэВ [19]. Для изучения чувствительности радиусов к силовому параметру градиентного спаривания он варьировался в пределах $f^S = 0.0-2.0$.

На рис. 1б приведены рассчитанные значения энергий отделения двух нейтронов S_{2n} . Корреляция между $\langle r_{\text{ch}}^2 \rangle$ и величиной S_{2n} обсуждалась в работе [18], а между $\langle r_{\text{ch}}^2 \rangle$ и вероятностями запаздывающей эмиссии двух нейтронов P_{2n} — в работе [42]. На рис. 1в также приведены значения полных энергий бета-распада Q_β , полученные с найденной параметризацией функционала спаривательной компоненты функционала.

В уравнениях ТКФС точно учтен эффект поляризации, вызывающий деформацию кора нечетным протоном (и/или нейтроном). Для простой оценки влияния деформации можно также использовать подход Бора–Моттельсона, в котором увеличение радиуса при деформации ядра описывается формулой

$$\langle r^2 \rangle = \langle r_{\text{sph}}^2 \rangle \left(1 + 5/4\pi \sum_0^\infty \beta_i^2 \right), \quad (6)$$

здесь β_i — параметры деформации i -порядка, а $\langle r_s^2 \rangle$ — среднеквадратичный радиус сферического ядра того же объема.

В работе [43], в которой для оценки вклада деформации в четных по N изотопах использовались данные по спектроскопическим квадрупольным моментам, было показано, что спад экспериментальных радиусов в области подболочки $N = 40$ не объясняется одним лишь влиянием деформации, конкурирующие вклады спаривания и многочастичных корреляций делают спад не столь резким. В ТКФС возможно учесть флуктуирующий (A -зависимый) вклад в нуклонные плотности, связанный со взаимодействием квазичастиц с фононами (низкоэнергетическими колебаниями ядра). Увеличение радиуса за счет вклада квазичастично-фононного взаимодействия, во-первых, эффективно включено в поверхностной части функционала [25]. Во-вторых, градиентный член в эффективном спаривательном взаимодействии, абсолютно необходимый для описания дрожания радиусов, также обусловлен взаимодействием с фононами.

Отметим в заключение, что оптимизационный протокол для ЭФП Фаянса включает, наряду с массами и одночастичными энергиями, также зарядовые радиусы “эталонных” ядер [17, 19]. Такой подход применялся и в работах Ю и Булгака [44], эксплуатирующих оригинальный ЭФП

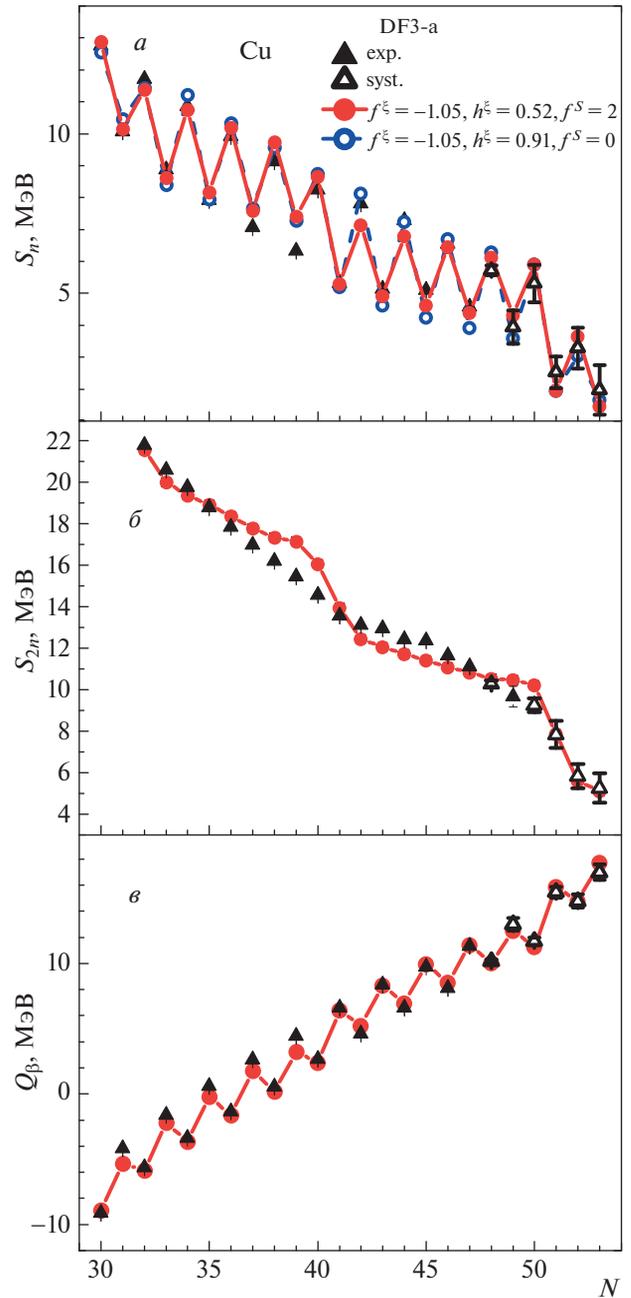


Рис. 1. *a* — Рассчитанные с DF3-а энергии отделения нейтрона для изотопов Cu (в зависимости от числа нейтронов) в сравнении с экспериментальными [41]; *б* — рассчитанные с DF3-а энергии отделения двух нейтронов для изотопов Cu (в зависимости от числа нейтронов) в сравнении с экспериментальными [41]; *в* — рассчитанные с DF3-а полные энергии бета-распада — Q_β (в зависимости от числа нейтронов) в сравнении с экспериментальными [41].

Фаянса FaNDF0. В последнее время аналогичный подход применяется в работах [26, 32], активно развивающих версию ЭФП Фаянса Fy(NFB, ∇r).

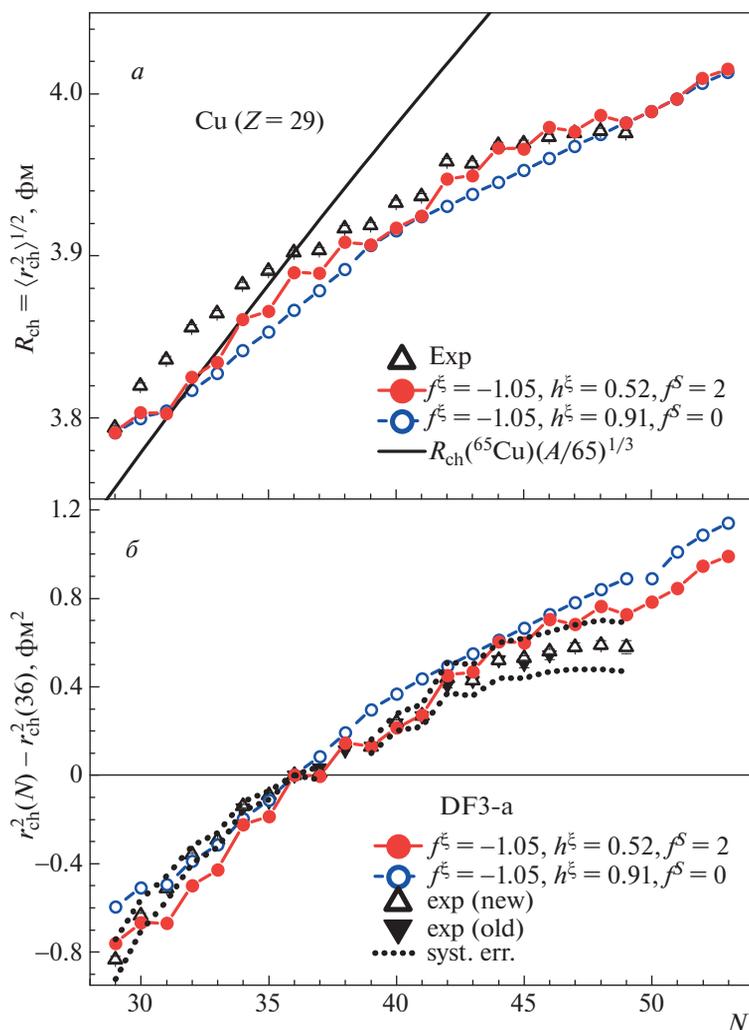


Рис. 2. *a* — Рассчитанные с DF3-a и экспериментальные среднеквадратичные зарядовые радиусы для изотопов Cu [31, 32] в зависимости от числа нейтронов; *б* — рассчитанные с DF3-a и экспериментальные дифференциальные (относительно $N = 66$) средние квадраты зарядовых радиусов для изотопов Cu [31, 32] в зависимости от числа нейтронов. Точки соответствуют диапазону систематической погрешности эксперимента.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Изотопическая цепочка Cu с $Z = 29$ находится в самой нейтронно-избыточной области ядерной карты вблизи дважды магического ${}^{78}\text{Ni}$ и включает экзотические ядра с магическими нейтронными оболочками ${}^{58}\text{Cu}$ и ${}^{79}\text{Cu}$ и магическими подоболочками $N = 32, 34, 40$. В изотопах Cu имеется нечетный протон сверх полностью заполненной оболочки $\pi f_{7/2}$. Исследования зарядовых радиусов в таких системах могут дать дополнительные детали для понимания протон-нейтронного и спаривательного взаимодействий.

3.1. Изотопическая зависимость gms-радиусов R_{ch}

Изотопическая зависимость gms-радиусов R_{ch} представлена на рис. 2а, где показаны результаты

наших расчетов в сравнении с экспериментальными данными из работы [31] для ${}^{58-62,67}\text{Cu}$ и новыми экспериментальными данными из работы [32] для ${}^{63-78}\text{Cu}$. Можно заключить, что в расчете без градиентного спаривания OES-эффект практически отсутствует. Расчеты с градиентным спариванием $f^s = 1.0-2.0$ качественно отражают основные тенденции изменения экспериментальных gms-радиусов до области главной нейтронной оболочки $N = 49-51$. Воспроизводятся основные свойства экспериментальной изотопической зависимости — более выраженный рост радиусов для изотопов с малым избытком нейтронов вплоть до $N = 32-34$ и его замедление для “межоболочечной” области $N = 36-42$. Наши расчеты предсказывают заметный “kink”-эффект при пересечении главной нейтронной оболочки $N = 50$ и существенное сгла-

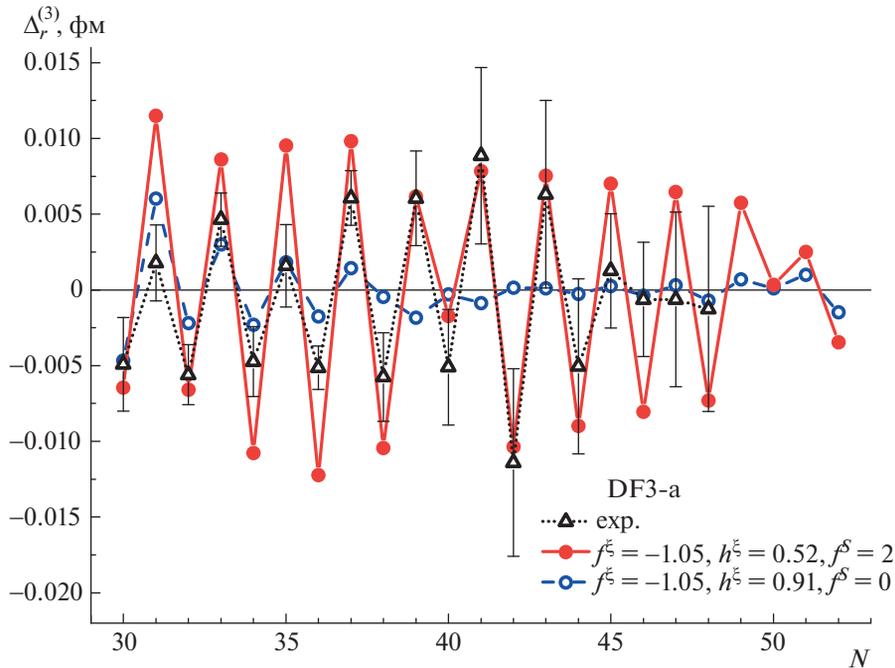


Рис. 3. Рассчитанные с DF3-a и экспериментальные [31, 32] 3-точечные OES-параметры зарядовых радиусов R_{ch} для изотопов Си в зависимости от числа нейтронов.

живание осцилляций радиусов после пересечения главной нейтронной оболочки $N = 50$.

Для сильно нейтронно-дефицитных изотопов с числом нейтронов $N = 29-30$ недооценка R_{ch} в нашем расчете составляет около 0.04 фм, т.е. $<1\%$, тогда как в области $N = 31-35$ вблизи новых магических подоболочек $N = 32, 34$ недооценка R_{ch} гораздо меньше — около 0.02 фм. Вопрос об ослабленном проявлении подоболочки $N = 40$ в изотопической зависимости радиусов подробно обсуждался в работе [31]. В нашем расчете в области замкнутой подоболочки $39 < N < 41$, где типичная амплитуда OES-осцилляций 0.015–0.020 фм, недооценка R_{ch} составляет около 0.01 фм.

Важно, что даже в предположении достаточно сильного градиентного спаривания $f^s = 2.0$, в расчете нет сглаживания R_{ch} в области вблизи $N = 50$, хотя экспериментальные rms-радиусы также описываются с точностью до 0.01 фм. Таким образом, в отличие от результата работы [32], эффект выполаживания появляется только после пересечения главной нейтронной оболочки. Такая особенность, как правило, наблюдается и в других наших расчетах [21].

3.2. Изотопическая зависимость среднеквадратичных радиусов $\langle r_{ch}^2 \rangle$ и dms-радиусов

На рис. 2б расчет представлен в стандартной форме N -зависимости среднеквадратичных радиусов $\delta r^2(N = 46, N')$ относительно референтного

ядра — стабильного изотопа с $N = 46$. Как видно, в области $44 < N < 49$, где новые измерения [32] показывают значительно меньшую амплитуду OES-осцилляций, расчет с сильным градиентным спариванием завышает данные и недостаточно полно воспроизводит сглаживание изотопической зависимости величин R_{ch} и $\delta r^2(N = 46, N')$. Следует отметить, что “эффект искажения” для дифференциальных dms-радиусов частично обусловлен влияющей на “положение” реперной точки отсчета погрешностью расчета среднеквадратичного радиуса для $N = 46$ (–0.012 фм). Вблизи магических подоболочек $N = 32, 34, 40$ (и главной оболочки $N = 50$), где спаривание несущественно, расчет занижает (завышает) значения $\delta r^2(N = 46, N')$ по сравнению с измерениями CRIS-CERN [31, 32]. По-видимому, эффекты деформации в этих областях N не играют значительной роли. Было бы интересно оценить возможную переоценку экспериментальных данных из-за неучета плотностной зависимости и $3N$ -корреляций в используемом двухчастичном спин-орбитальном эффективном взаимодействии. Величина R_{ch} изотопа с $Z = 29, N = 50$ из расчета в [27] (единственная доступная для сравнения) почти на 0.2 фм выше полученной в нашем расчете.

В системе с нечетным протоном сверх полностью заполненной $\pi f_{7/2}$ -оболочки заполнение нейтронной оболочки $\nu 1g_{9/2}$ и следующих за ней орбиталей может вызвать инверсию спина основ-

ного состояния. В экспериментах по измерениям магнитных моментов [45] было установлено, что за счет сильного нейтрон-протонного взаимодействия это происходит в изотопах Cu с $A > 75$: $2p_{3/2} \rightarrow 1f_{5/2}$. Естественно ожидать влияния инверсии на свойства основных и возбужденных состояний ядер. Именно в этой области экспериментальные значения R_{ch} в изотопах Cu обнаруживают (в пределах ошибок) тенденцию к ослаблению EOS-осцилляций. Предыдущие расчеты в формализме DF3-a + CQRPA, обобщенном для учета спиновой инверсии [46], показали, что для изотопов Cu с $A > 75$ фиксирование нечетного протона в квази-частичном состоянии $\pi 1f_{5/2}$ приводит к лучшему согласию с экспериментальными временами жизни β -распада и P_{xn} , чем для $\pi 1p_{3/2}$. В частности, такой метод лучше описывает недавние данные RIKEN для $A > 78$ [47]. Однако результаты расчета зарядовых радиусов, в которых спин основного состояния для $A > 75$ фиксировался как $2p_{3/2}$, лишь незначительно отличаются от расчета со спином $1f_{5/2}$, соответствующим минимуму полной энергии. Видимо, здесь необходимы расчеты с явным учетом деформации, несмотря на то, что в работе [31] указывалось, что в “межоболочечной” области $N = 36-42$ можно ожидать лишь небольшого влияния статической деформации на зарядовые радиусы. В ТКФС-подходе эффект поляризации, вызывающий деформацию кора нечетным протоном (и/или нейтроном), учтен точно. Этот механизм приводит к деформации на уровне $\beta_2 < 0.05$, что согласуется с систематикой экспериментальных данных по квадрупольным моментам [48]. Простая оценка максимальной деформации для изотопов меди с $A = 70-75$ по модели Бора-Моттельсона также дает $\beta_2 \sim 0.06$. Столь слабая деформация вряд ли устранит замедление роста зарядовых радиусов с увеличением числа нейтронов в этой области. (Заметим, что расчет в FRDM [49] дает для этой области деформацию $\beta_2 = 0.15-0.17$.)

Можно заключить, что для более определенных выводов необходимы детальные расчеты с учетом деформации в рамках DF3+HFBTHO [50]. Поскольку спаривание вблизи $N = 40$ ослаблено, можно предположить, по аналогии с ситуацией в изотопах Ca при $N > 28$, конкуренцию с вкладом квазичастично-фононного взаимодействия [25]. В частности, в обобщенном подходе QFRSA [51] было бы интересно оценить вклад корреляций высшего порядка между нечетными протоном и нейтронами в изотопах Cu, используя формализм, развитый в [52].

3.3. Изотопическая зависимость OES-параметров зарядовых радиусов и энергетических характеристик

На рис. 3 приведены рассчитанные величины 3-точечных OES-параметров для $\delta_R^{(3)} = (R_{A+1} - 2R_A + R_{A-1})/2$. Такое представление, во-первых, подчеркивает выполаживание изотопической зависимости радиусов после $N = 45$. Во-вторых, для дифференциальных величин имеет место сокращение поправок на движение центра масс. Видно, что в отличие от области $N = 36-42$ зависимость $\Delta_{R_{ch}}^{(3)}$ от A области $N < 35$ в нашем подходе лучше описывается с более слабым градиентным спариванием. В расчете использовались значения $f^s = 2.0$ и $f^s = 1.65$ (последнее не показано, чтобы не загружать рисунок деталями). Расчеты с более слабым градиентным спариванием лучше описывают OES-эффект при приближении к $N = 50$ (в пределах статистических ошибок) и дают заметное уменьшение осцилляций для $N > 50$.

На рис. 4а, 4б приведены рассчитанные OES-параметры для энергий связи $\Delta_{E_B}^{(3)}$ и полных энергий бета-распада — $\Delta_{Q_\beta}^{(3)}$. Расчет OES-параметров — $\Delta_{E_B}^{(3)}$ для энергий связи E_B (рис. 4а) показывает ослабление осцилляций радиусов при приближении к замкнутой оболочке $N = 50$ и усиление связи для ^{79}Cu . На рис. 4б приведены также рассчитанные OES-параметры для полных энергий бета-распада — $\Delta_{Q_\beta}^{(3)}$. Расчет демонстрирует ослабление OES-эффекта как в нейтронно-дефицитной области (где точка $N = 29$, естественно, “выпадает”), так и при приближении к $N = 50$. Таким образом, можно говорить о корреляции всех рассмотренных выше характеристик.

3.4. Сравнение результатов с существующими расчетами

В методе HFB с использованием недавней версии ЭФП Фаянса Fy(HFB, ∇r) [32] экспериментальные данные при $N < 34$ недооценены примерно на 0.4–0.6 фм, но неплохо описываются для больших N . В нашем расчете среднеквадратичный радиус r_{ch}^2 описывается для $N = 29$, а для $N = 30-34$ недооценка составляет 0.1–0.2 фм². Расчет OES-параметров для $\Delta_{R_{ch}}^{(3)}$ в HFB с версией ЭФП Фаянса Fy(std) недооценивает эффект, а для Fy(∇r) описывает OES-эффект в “деформированной” области $N = 36-42$, но дает завышенный OES-эффект в $\Delta_{E_B}^{(3)}$ при $N > 40$ и в $\Delta_{R_{ch}}^{(3)}$ для

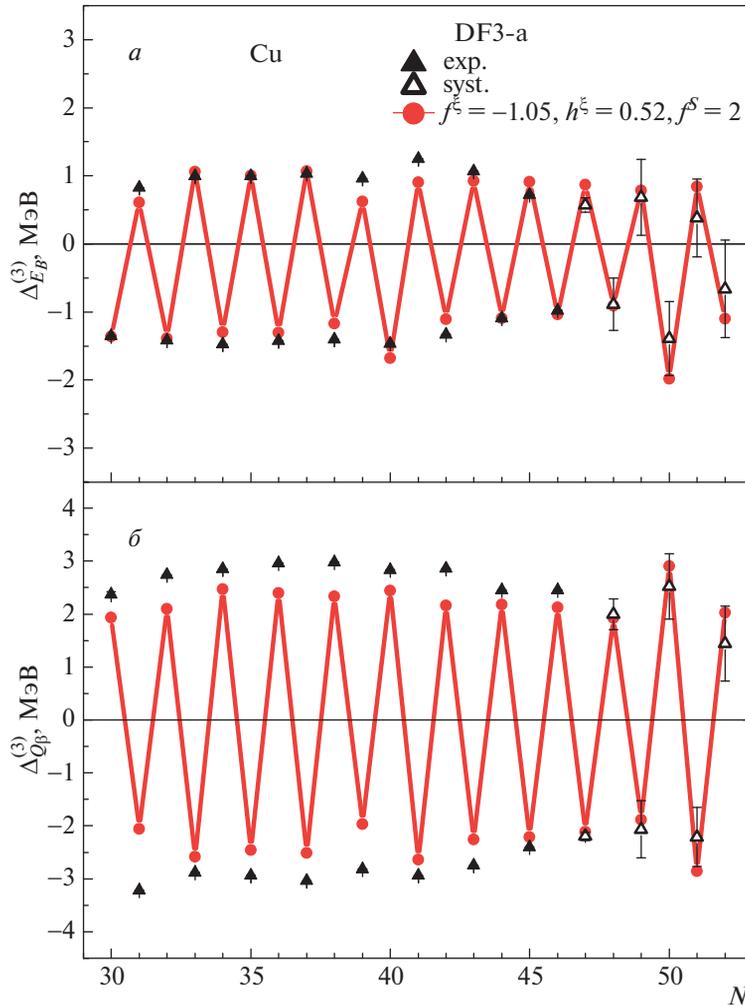


Рис. 4. *a* — Рассчитанные с DF3-a и экспериментальные [41] 3-точечные OES-параметры энергий связи E_B для изотопов Cu в зависимости от числа нейтронов; *б* — рассчитанные с DF3-a и экспериментальные [41] 3-точечные OES-параметры энерговыведений в β -распаде Q_β изотопов Cu в зависимости от числа нейтронов.

N , приближающихся к $N_{\text{mag}} = 50$, а это противоречит тенденции, наблюдаемой экспериментально. Таким образом, в целом, точность описания OES-параметров $\Delta_{E_B}^{(3)}$ и $\delta_R^{(3)}$ в настоящем расчете выше, чем в работе [32], эксплуатирующей версии функционалов Фаянса $Fy(\text{std})$ и $Fy(\nabla r)$.

В рамках метода ренорм-группы [28] абсолютные радиусы R_{ch} недооценены для взаимодействия EM1.8/2.0 и переоценены для взаимодействия PWA, так как они не воспроизводят значение ядерной равновесной плотности ρ_0 . Описываются локальные вариации $\Delta_{R_{\text{ch}}}^{(3)}$ для N , приближающихся к $N_{\text{mag}} = 50$, но для меньших N OES-эффект несколько недооценивается.

Для сравнения доступен рассчитанный в HFB с полумикроскопическим взаимодействием МЗУ-Р6-а [27] радиус распределения материи $\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$ для ^{59}Cu (4.15 фм), в нашем расчете его значение

составляет 3.98 фм. Кроме того, на рис. 5а, 5б для изотопов Ni ($Z = 28$) приведены наши расчеты радиусов распределения материи $\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$ и относительных зарядовых радиусов $\delta r_{\text{ch}}^2(N, 32)$. Как можно видеть, оба расчета предсказывают “kink”-эффекты при $N = 28$ и $N = 50$. При этом наш расчет $\delta r_{\text{ch}}^2(N, 32)$ для $N = 28$ на 0.2 фм ниже, а для $N = 50$ — выше, чем в [27].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подход, основанный на самосогласованной ТКФС с ЭФП Фаянса, позволяет описать глобальное (макроскопическое) поведение зарядовых радиусов, а учет градиентного спаривания позволяет объяснить локальные (микроскопические) флуктуации: OES-осцилляции зарядовых радиусов, энергий связи и полных энергий бета-распада.

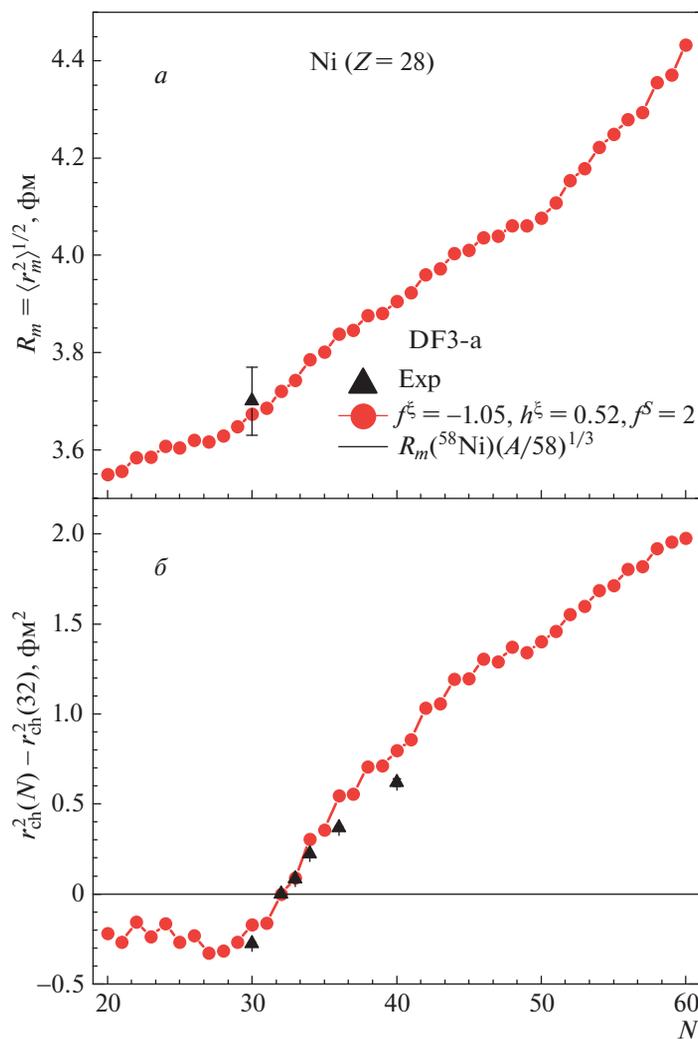


Рис. 5. *a* — Рассчитанные с DF3-а и экспериментальные [41] среднеквадратичные радиусы распределения материи для изотопов Ni в зависимости от числа нейтронов; *b* — рассчитанные с DF3-а и экспериментальные [41] дифференциальные (относительно $N = 32$) средние квадраты зарядовых радиусов для изотопов Ni в зависимости от числа нейтронов.

Наши расчеты предсказывают положительный излом (“kink”) в изотопической зависимости величин $R_{ch}(N)$ после пересечения главной нейтронной оболочки $N = 50$ и выполаживание их осцилляций. При этом в расчетах с ЭФП DF3-а сохраняется прецизионное описание масс ядер и одночастичных энергий.

Для дальнейшего развития самосогласованного подхода необходимо совершенствование структуры ядерных энергетических функционалов плотности. Значительное внимание вызывает функционал Фаянса, включающий новые спаривательные и поверхностные компоненты, зависящие от градиента плотности, что дает возможность одновременного описания четно-нечетных и “kink”-эффектов в изотопической зависимости ядерных зарядовых радиусов (см. обзоры [21] и [26]), а также энергий связи, полных энергий β -распада и порогов эмиссии запаздывающих нейтронов Q_β , S_{xn} .

Недавние работы по измерениям зарядовых радиусов с помощью резонансной лазерной спектроскопии (см. ссылки в [13]) существенно расширили набор данных, позволяющий провести тонкую калибровку функционала Фаянса и учесть квазичастично-фононные корреляции [25]. Получил развитие так называемый гибридный функционал плотности — Fy [26]. В нем использована “нормальная” часть функционала Скирма наряду с поверхностной и спаривательной частями функционала Фаянса, включающими зависимость от градиента плотности. Актуально дальнейшее уточнение формы и параметров спаривательных и спин-орбитальных компонентов функционала Фаянса для универсального описания четно-нечетного эффекта в зарядовых радиусах, энергиях связи и полных энергиях β -распада Q_β .

Остается ряд вопросов, требующих дальней-

шего уточнения. Вблизи магических подоболочек $N = 32, 34, 40$ и главной оболочки $N = 50$, где спаривание несущественно, расчет завышает значения R_{ch} по сравнению с измерениями CRIS-CERN [31, 32]. Эффекты деформации в этих областях существуют, но, по-видимому, не столь сильны. Интересна оценка влияния на зарядовые радиусы плотностной зависимости двухчастичного спин-орбитального эффективного взаимодействия. Сравнение с расчетами в модели со взаимодействием МЗУ + Р6-а могло бы прояснить ее роль, если бы в [27] содержались расчеты изотопической зависимости зарядовых радиусов для нечетных ядер.

Необходима также оценка вклада квазичастично-фононного взаимодействия [25], в частности, обусловленного корреляцией нечетных протона и нейтрона для цепочки Cu [52].

Заслуживает внимания проблема изменения формы и размера ядер в основных и возбужденных состояниях. Представляют интерес расчеты магнитных моментов и радиусов ядер в основных и изомерных состояниях и анализ соответствующих экспериментов в деформированных ядрах [53–55].

Очень важно и то, что корреляция зарядовых радиусов с энергиями ИАР и ГТР [56], вероятностями двухнейтронной эмиссии P_{2n} [42] и величинами дипольной поляризуемости [57] дает возможность извлечения недостаточно известной энергии симметрии ядер. Эта важная величина входит в уравнение состояния нейтронной и симметричной ядерной материи, важного ингредиента, необходимого для моделирования слияния нейтронных звезд в тесных двойных системах [58], считающегося наиболее вероятным сценарием процесса быстрого астрофизического нуклеосинтеза.

Авторы благодарят Ю.С. Лютостанского и участников семинара отдела ядерной астрофизики Национального исследовательского центра “Курчатовский институт” за полезные обсуждения. Работа была частично поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований (РФФИ 18-02-00670) и грантом Отделения нейтринных процессов НИЦ “Курчатовский институт” (2020).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. В. Е. Фортов, Б. Ю. Шарков, Х. Штокер, УФН **182**, 621 (2012) [Phys. Usp. **55**, 582 (2012)].
2. Проект “Центр Исследований Экстремальных Световых Полей” — xcels — ИПФ РАН; <http://www.xcels.iapras.ru>
3. I. Angeli and K. P. Marinova, At. Data Nucl. Data Tables **99**, 69 (2013).
4. T. E. Cocolios, H. H. Al Suradi, J. Billowes, I. Budinčević, R. P. de Groote, S. De Schepper, V. N. Fedosseev, K. T. Flanagan, S. Franchoo, R. F. Garcia-Ruiz, H. Heylen, F. Le Blanc, K. M. Lynch, B. A. Marsh, P. J. R. Mason, G. Neyens, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B **317**, 565 (2013).
5. R. F. Garcia Ruiz, M. L. Bissell, K. Blaum, A. Ekström, N. Frömmgen, G. Hagen, M. Hammen, K. Hebel, J. D. Holt, G. R. Jansen, M. Kowalska, K. Kreim, W. Nazarewicz, R. Neugart, G. Neyens, W. Nörtershäuser, *et al.*, Nat. Phys. **12**, 594 (2016), <https://doi.org/10.1038/nphys3645>
6. K. Kreim, M. L. Bissell, J. Papuga, K. Blaum, M. De Rydt, R. F. Garcia Ruiz, S. Goriely, H. Heylen, M. Kowalska, R. Neugart, G. Neyens, W. Nörtershäuser, M. M. Rajabali, R. S. Alarcón, H. H. Stroke, and D. T. Yordanov, Phys. Lett. B **731**, 97 (2014).
7. G. Fricke and K. Heilig, *Nuclear Charge Radii* (Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2004).
8. G. Hagen, A. Ekström, C. Forssén, G. R. Jansen, W. Nazarewicz, T. Papenbrock, K. A. Wendt, S. Bacca, N. Barnea, B. Carlsson, C. Drischler, K. Hebel, M. Hjorth-Jensen, M. Miorelli, G. Orlandini, A. Schwenk, and J. Simonis, Nat. Phys. **12**, 186 (2016).
9. C. Gorges, L. V. Rodriguez, D. L. Balabanski, M. L. Bissell, K. Blaum, B. Cheal, R. F. Garcia Ruiz, G. Georgiev, W. Gins, H. Heylen, A. Kanellakopoulos, S. Kaufmann, M. Kowalska, V. Lagaki, S. Lechner, B. Maaß, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **122**, 192502 (2019).
10. M. M. Sharma, G. A. Lalazissis, and P. Ring, Phys. Lett. B **317**, 9 (1993).
11. K. Minamisono, D. M. Rossi, R. Beerwerth, S. Fritzsche, D. Garand, A. Klose, Y. Liu, B. Maaß, P. F. Mantica, A. J. Miller, P. Müller, W. Nazarewicz, W. Nörtershäuser, E. Olsen, M. R. Pearson, P.-G. Reinhard, E. E. Saperstein, C. Sumithrarachchi, and S. V. Tolokonnikov, Phys. Rev. Lett. **117**, 252501 (2016).
12. M. Hammen, W. Nörtershäuser, D. L. Balabanski, M. L. Bissell, K. Blaum, I. Budinčević, B. Cheal, K. T. Flanagan, N. Frömmgen, G. Georgiev, Ch. Geppert, M. Kowalska, K. Kreim, A. Krieger, W. Nazarewicz, and R. Neugart, Phys. Rev. Lett. **121**, 102501 (2018).
13. A. J. Miller, K. Minamisono, A. Klose, D. Garand, C. Kujawa, J. D. Lantis, Y. Liu, B. Maaß, P. F. Mantica, W. Nazarewicz, W. Nörtershäuser, S. V. Pineda, P.-G. Reinhard, D. M. Rossi, F. Sommer, C. Sumithrarachchi, A. Teigelhöfer, and J. Watkins, Nat. Phys. **15**, 432 (2019); <https://doi.org/10.1038/s41567-019-0416-9>
14. A. В. Смирнов, С. В. Толоконников, С. А. Фаянс, ЯФ **48**, 1661 (1988) [Sov. J. Nucl. Phys. **48**, 995 (1988)].
15. I. N. Borzov, S. A. Fayans, E. Krömer, and D. Zawischa, Z. Phys. A **355**, 117 (1996).

16. S. A. Fayans and D. Zawischa, *Phys. Lett. B* **68**, 169 (1998).
17. С. Ф. Фаянс, *Письма в ЖЭТФ* **68**, 161 (1998) [*JETP Lett.* **68**, 169 (1998)].
18. S. A. Fayans, S. V. Tolokonnikov, E. L. Trykov, and D. Zawischa, *Nucl. Phys. A* **676**, 49 (2000).
19. С. В. Толоконников, Э. Е. Саперштейн, *ЯФ* **73**, 1731 (2010) [*Phys. At. Nucl.* **73**, 1684 (2010)].
20. Э. Е. Саперштейн, С. В. Толоконников, *ЯФ* **74**, 1306 (2011) [*Phys. At. Nucl.* **74**, 1277 (2011)].
21. Э. Е. Саперштейн, С. В. Толоконников, *ЯФ* **79**, 703 (2016) [*Phys. At. Nucl.* **79**, 1030 (2016)].
22. E. Chabanat, P. Bonche, P. Haensel, J. Meyer, and R. Schaeffer, *Nucl. Phys. A* **635**, 231 (1998).
23. S. Goriely, N. Chamel, and J. M. Pearson, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 152503 (2009).
24. H. Grawe, K.-H. Langanke, and G. Martínez-Pinedo, *Rep. Prog. Phys.* **70**, 1525 (2007).
25. Э. Е. Саперштейн, И. Н. Борзов, С. В. Толоконников, *Письма в ЖЭТФ* **104**, 216 (2016) [*JETP Lett.* **104**, 218 (2016)].
26. P.-G. Reinhard and W. Nazarewicz, *Phys. Rev. C* **95**, 064328 (2017).
27. H. Nakada, *Phys. Rev. C* **100**, 044310 (2019).
28. S. Tsykuyama, K. Bogner, and A. Schwenk, *Phys. Rev. C* **85**, 061304(R) (2016).
29. Haruki Kasuya and Kenichi Yoshida, arXiv: 2005.03276 [nucl-th].
30. T. Marketin, L. Huther, and G. Martínez-Pinedo, *Phys. Rev. C* **93**, 025805 (2016).
31. M. L. Bissell, T. Carette, K. T. Flanagan, P. Vingerhoets, J. Billowes, K. Blaum, B. Cheal, S. Fritzsche, M. Godefroid, M. Kowalska, J. Krämer, R. Neugart, G. Neyens, W. Nörtershäuser, and D. T. Jordanov, *Phys. Rev. C* **93**, 064318 (2016).
32. R. P. de Groote, J. Billowes, C. L. Binnersley, M. L. Bissell, T. E. Cocolios, T. Day Goodacre, G. J. Farooq-Smith, D. V. Fedorov, K. T. Flanagan, S. Franchoo, R. F. Garcia Ruiz, W. Gins, J. D. Holt, Á. Koszorús, K. M. Lynch, T. Miyagi, *et al.*, arXiv: 1911.08765 [nucl-ex].
33. H. de Vries, C. W. de Jager, and C. de Vries, *At. Data Nucl. Data Tables* **36**, 495 (1987).
34. J. Heisenberg, J. Lichtenstadt, C. N. Papanicolas, and J. S. McCarthy, *Phys. Rev. C* **25**, 2292 (1982).
35. A. Papouliou, B. Carlson, and J. Ekman, *Phys. Rev. A* **94**, 042502 (2016).
36. W. Bertozzi, J. Frair, J. Heisenberg, and J. W. Negele, *Phys. Lett. B* **41**, 408 (1972).
37. H. Chandra and G. Sauer, *Phys. Rev. C* **13**, 245 (1976).
38. J. L. Friar, J. Martorell, and D. W. L. Sprung, *Phys. Rev. A* **56**, 4579 (1997).
39. <https://physics.nist.gov/cgi-bin/cuu/Value?rp>
40. S. Kopecky, J. A. Harvey, N. W. Hill, M. Krenn, M. Pernicka, P. Riehs, and S. Steiner, *Phys. Rev. C* **56**, 2229 (1997).
41. Meng Wang, G. Audi, F. G. Kondev, W. J. Huang, S. Naimi, and Xing Xu, *Chin. Phys. C* **41**, 030003 (2017).
42. И. Н. Борзов, *ЯФ* **81**, 627 (2018) [*Phys. At. Nucl.* **81**, 680 (2018)].
43. P. Vingerhoets, K. T. Flanagan, J. Billowes, M. L. Bissell, K. Blaum, B. Cheal, M. De Rydt, D. H. Forest, Ch. Geppert, M. Honma, M. Kowalska, J. Krämer, K. Kreim, A. Krieger, R. Neugart, G. Neyens, *et al.*, *Phys. Lett. B* **703**, 34 (2011).
44. Youngle Yu and A. Bulgac, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 222501 (2003).
45. K. T. Flanagan *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **103**, 142501 (2009).
46. J. A. Winger, S. V. Ilyushkin, K. P. Rykaczewski, C. J. Gross, J. C. Batchelder, C. Goodin, R. Grzywacz, J. H. Hamilton, A. Korgul, W. Krolas, S. N. Liddick, C. Mazzocchi, S. Padgett, A. Piechaczek, M. M. Rajabali, D. Shapira, E. F. Zganjar, and I. N. Borzov, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 142502 (2009).
47. Z. Y. Xu *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **113**, 032505 (2014).
48. N. J. Stone, INDC(NDS)-0658, IAEA (Vienna, 2014).
49. P. Muller, M. R. Mumpower, T. Kawano, and W. D. Myers, *At. Data Nucl. Data Tables* **125**, 1 (2018).
50. S. V. Tolokonnikov, I. N. Borzov, M. Kortelainen, Yu. S. Lutostansky, and E. E. Saperstein, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **42**, 075102 (2015).
51. A. P. Severyukhin, V. V. Voronov, I. N. Borzov, N. N. Arsenyev, and Nguyen Van Giai, *Phys. Rev. C* **90**, 044320 (2014).
52. K. Muto, E. Bender, and H.-V. Klapdor, *Z. Phys. A* **334**, 177 (1989).
53. L. Xie, X. F. Yang, C. Wraith, C. Babcock, J. Bieroń, J. Billowes, M. L. Bissell, K. Blaum, B. Cheal, L. Filippin, K. T. Flanagan, R. F. Garcia Ruiz, W. Gins, G. Gaigalas, M. Godefroid, C. Gorges, *et al.*, *Phys. Lett. B* **797**, 134805 (2019).
54. B. A. Marsh, T. Day Goodacre, S. Sels, Y. Tsunoda, B. Andel, A. N. Andreyev, N. A. Althubiti, D. Atanasov, A. E. Barzakh, J. Billowes, K. Blaum, T. E. Cocolios, J. G. Cubiss, J. Dobaczewski, G. J. Farooq-Smith, D. V. Fedorov, *et al.*, *Nat. Phys.* **14**, 1163 (2018); <https://doi.org/10.1038/s41567-018-0292-8>
55. A. Voss, F. Buchinger, B. Cheal, J. E. Crawford, J. Dilling, M. Kortelainen, A. A. Kwiatkowski, A. Leary, C. D. P. Levy, F. Mooshammer, M. L. Ojeda, M. R. Pearson, T. J. Procter, and W. Al Tamimi, *Phys. Rev. C* **91**, 044307 (2015).
56. И. Н. Борзов, С. В. Толоконников, *ЯФ* **82**, 471 (2019) [*Phys. At. Nucl.* **82**, 560 (2019)].
57. S. Kaufmann *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **124**, 132502 (2020).
58. А. В. Тутуков, А. М. Черепашук, <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.03.038547>

SELF-CONSISTENT CALCULATION OF THE CHARGE RADII IN A LONG ISOTOPIC CHAIN OF $^{58-82}\text{Cu}$

I. N. Borzov^{1),2)}, S. V. Tolokonnikov^{1),3)}

¹⁾*National Research Center “Kurchatov Institute”, Moscow, Russia*

²⁾*Bogoliubov Laboratory of Theoretical Physics, Joint Institute for Nuclear Research,
Dubna, Russia*

³⁾*Moscow Institute of Physics and Technology (State University), Dolgoprudny, Russia*

The charge radii in a long isotopic chain of copper, including exotic nuclei ^{58}Cu , ^{79}Cu close to doubly-magic ^{56}Ni , ^{78}Ni and nuclei near magic sub-shells $N = 32, 34, 40$ are calculated. The self-consistent theory of finite Fermi systems and the family of density energy functionals proposed by Fayans et al. (DF3, DF3-a) are used. A comparison is made with experiment and similar calculations in self-consistent models using new versions of the Fayans functional with parameters obtained using the extended optimization protocol: Fy (std) and Fy (HFB, ∇r), as well as with calculations in the renormalization group method and with density dependent spin-orbit interaction. The weakening of the even-odd “staggering” in isotopes approaching the semi-magic nucleus of ^{79}Cu found in ISOLDE-CERN experiments is analyzed. The correlation of the isotopic dependences of charge radii and total beta decay energies is shown.

$\Delta I = 1$ “STAGGERING”-ЭФФЕКТ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ СПЕКТРЕ γ -ПОЛОСЫ ТЯЖЕЛЫХ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР

© 2020 г. М. С. Надирбеков^{1)*}, С. Н. Кудиратов¹⁾, Ф. Н. Темиров²⁾

Поступила в редакцию 20.01.2020 г.; после доработки 26.02.2020 г.; принята к публикации 26.02.2020 г.

Изучены коллективные возбуждения четно-четных ядер квадрупольного типа в рамках приближения с произвольной неаксиальностью. В рамках данного приближения рассмотрено зигзагообразное поведение $\Delta I = 1$ “staggering”-эффекта в энергетическом спектре коллективного возбуждения γ -полосы тяжелых четно-четных ядер ^{152}Sm , ^{156}Dy , $^{164,166}\text{Er}$ и ^{230}Th . При этом в описании энергий уровней рассматриваемых ядер учитываются члены первого и второго порядка в разложении оператора вращательной энергии по переменной γ . Показано, что $\Delta I = 1$ “staggering”-эффект происходит в случае сильной связи основной и γ -полос в рамках динамической симметрии $SU(3)$.

DOI: 10.31857/S0044002720050165

1. ВВЕДЕНИЕ

Неадиабатическая коллективная модель, учитывающая связь вращательного движения с продольными и поперечными колебаниями квадрупольного типа поверхности ядра, позволяет объяснить ряд закономерностей, наблюдаемых в спектрах возбуждения деформируемых неаксиальных четно-четных ядер [1–5]. Поэтому квадрупольные коллективные состояния, как фундаментальный коллективный тип низколежащих возбуждений в ядрах, заслуживают подробного анализа [6].

Реальный наблюдаемый спектр возбуждения деформированных ядер содержит уровни, имеющие как вращательную природу, так и уровни, возникшие за счет коллективных колебаний [7]. Следовательно, в экспериментальных данных [7] можно найти информацию о коллективных состояниях основной, β - и γ -полос положительной четности тяжелых четно-четных ядер. Поэтому важной и актуальной задачей является описание характеристик возбужденных коллективных состояний основной, β - и γ -полос четно-четных ядер в рамках различных неадиабатических коллективных приближений [1, 2, 5, 8].

В работе [8] в рамках различных приближений неадиабатической коллективной модели рассмотрены возбужденные коллективные состояния тяжелых ядер основной, β - и γ -полос [7], а также изменения спектра энергетических уровней от ядра к

ядру в тяжелых четно-четных ядрах [1, 2, 5]. Одним из таких приближений является приближение произвольной неаксиальности для динамических переменных β_2 -продольной и γ -поперечной компонент колебаний. Это приближение позволяет учитывать полный диапазон изменений γ -переменной ($0 \leq \gamma \leq \pi/3$).

В работе [9] в рамках приближения произвольной неаксиальности дано количественное описание низколежащих коллективных состояний основной, γ -вращательной и β -вращательно-вибрационной полос, включая состояния с большими спинами, а также описано вырождение низкоспиновых уровней β - и γ -полос [10] в спектрах тяжелых четно-четных ядер. При этом в описании коллективных состояний вышеуказанных полос учитываются члены первого и второго порядка в разложении оператора вращательной энергии по переменной γ . Проведена оценка вклада членов разложения в энергетические уровни коллективных состояний.

Известны различные, хорошо изученные типы отклонения ядерного коллективного движения от чисто вращательного. В результате этих отклонений в структуре ядерного вращательного спектра происходят эффекты высокого порядка, такие как “squeezing”, “backbending” и “staggering” [11]. В частности, “staggering”-эффект представляет собой разветвление вращательных полос в последовательности состояний, отличающихся несколькими единицами углового момента. Применение дискретных приближений производных высокого порядка данной ядерной характеристики как функции частной физической величины показывает различные формы четно-нечетных “staggering”-эффектов [5], которые несут информацию о тонких

¹⁾Институт ядерной физики АН Республики Узбекистан, Улугбек, Ташкент, Узбекистан.

²⁾Самаркандский государственный медицинский институт, Самарканд, Узбекистан.

*E-mail: mnadirbekov@yandex.ru

свойствах ядерного взаимодействия и соответствующих корреляциях высокого порядка в коллективной динамике системы [5, 11, 12].

В работе [13] показана важность присутствия четно-нечетных эффектов в реакциях с тяжелыми ионами, в распределении изотопных фрагментов, когда энергия возбуждения мала. Близко к порогу мультифрагментации “staggering”-эффект проявляется внезапно быстрым изменением выхода продукции с массой фрагмента. Поведение выходов продукции в зависимости от избытка нейтронов показывает, что четно-нечетные эффекты не могут быть объяснены эффектами спаривания, а зависят более сложным образом от цепочки возбуждения.

Анализ и интерпретация четно-нечетных “staggering”-эффектов представляет особый интерес в изучении свойств коллективной динамики ядер [5]. “Staggering”-эффект является очень чувствительным к тонкой структуре вращательного спектра и обеспечивает явное “staggering”-поведение в различных вращательных полосах. В данной работе рассматриваются возбужденные коллективные состояния со спином I (I — спин четно-четного ядра), которые находятся ниже области пересечения полос I_c . Это означает, что вращательная динамика системы меняется в критической точке I_c , т.е. сама система изменяет свое вращательное движение [12].

Четно-нечетный $\Delta I = 1$ “staggering”-эффект наблюдается в коллективных состояниях γ -полосы четно-четных ядер [11], однако в работах [8, 9] этот эффект не рассматривался. В настоящей работе в рамках неадиабатической коллективной модели исследуется поведение $\Delta I = 1$ “staggering”-эффекта в γ -полосе (с большими значениями углового момента в этой полосе, т.е. в пределах $I = 10-14$) спектра коллективных состояний четно-четных ядер. Ранее такой подход не был использован для описания этого эффекта. Второй раздел посвящен краткому рассмотрению коллективного спектра четно-четных ядер в приближении произвольной неаксиальности. В третьем разделе рассматриваются вращательно-вибрационные полосы в энергетическом спектре четно-четных ядер, а в четвертом разделе — $\Delta I = 1$ “staggering”-эффект в них. В пятом разделе проведены сравнения с экспериментом, в шестом разделе приводятся заключительные выводы.

2. ВОЗБУЖДЕННЫЕ КОЛЛЕКТИВНЫЕ СОСТОЯНИЯ В ПРИБЛИЖЕНИИ ПРОИЗВОЛЬНОЙ НЕАКСИАЛЬНОСТИ

В приближении произвольной неаксиальности энергетические уровни основной, γ -вращательной и β -вращательно-вибрационных полос четно-четных ядер описываются оператором Гамильтона,

содержащим пять динамических переменных $\beta, \gamma, \theta_1, \theta_2, \theta_3$, который определяется выражением [2, 14]

$$\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2B} \left[\frac{1}{\beta^4} \frac{\partial}{\partial \beta} \left(\beta^4 \frac{\partial}{\partial \beta} \right) + \frac{1}{\beta^2 \sin 3\gamma} \frac{\partial}{\partial \gamma} \left(\sin 3\gamma \frac{\partial}{\partial \gamma} \right) \right] + \hat{T}_{\text{rot}} + V(\beta, \gamma), \quad (1)$$

где B — массовый параметр,

$$\hat{T}_{\text{rot}} = \frac{1}{4\beta^2} \sum_{\lambda=1}^3 \frac{\hat{I}_{\lambda}^2}{\sin^2(\gamma - \frac{2\pi\lambda}{3})} \quad (2)$$

— оператор вращательной энергии, I_{λ} — проекции полного углового момента I на ось симметрии ядра, $V(\beta, \gamma)$ — потенциальная энергия β - и γ -деформаций. Решение уравнения Шредингера с гамильтонианом (1) рассматривается в случае, когда [15]

$$V(\beta, \gamma) = u(\beta) + \frac{u(\gamma)}{\beta^2},$$

тогда уравнение Шредингера разделяется на два уравнения [6, 14, 15], а потенциалы $u(\beta)$ и $u(\gamma)$ выбираются в виде потенциала Дэвидсона для переменных β и γ [16].

В приближении произвольной неаксиальности оператор вращательной энергии (2) разлагается в ряд по степеням $(\gamma - \gamma_0)$:

$$\hat{T}_{\text{rot}} = \hat{T}_{\text{rot}}(\gamma_0) + \left. \frac{\partial \hat{T}_{\text{rot}}}{\partial \gamma} \right|_{\gamma=\gamma_0} (\gamma - \gamma_0) + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2 \hat{T}_{\text{rot}}}{\partial \gamma^2} \right|_{\gamma=\gamma_0} (\gamma - \gamma_0)^2 + \dots, \quad (3)$$

где γ_0 — параметр поперечных деформаций поверхности ядра в основном состоянии. Члены этого разложения после $\hat{T}_{\text{rot}}(\gamma_0)$ рассматриваются как возмущения [9].

Получен энергетический спектр уравнения Шредингера с гамильтонианом (1) в нулевом приближении разложения (3). Тогда энергия уровней возбужденных состояний имеет следующий вид [8, 9]:

$$\Delta E_{n_{\gamma} n_{\beta} I \tau} = \hbar \omega \left[2n_{\beta} + \sqrt{4n_{\gamma} \frac{\sqrt{\mu_{\gamma_0}^{-4}}}{\gamma_0^2} + \varepsilon_{I\tau} + \mu_{\beta_0}^{-4} + \frac{1}{4} - \sqrt{\mu_{\beta_0}^{-4} + \frac{1}{4}}} \right], \quad (4)$$

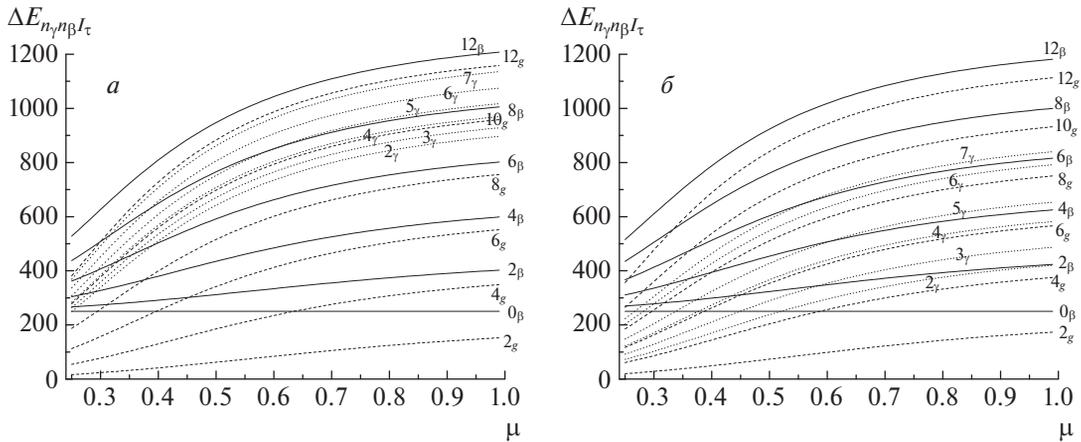


Рис. 1. Зависимость энергии возбужденных уровней основной (штриховые кривые), γ - (точечные) и β -вибрационной полос (сплошные) от параметра μ ($\mu = \mu_\beta$) при $\gamma_0 = 10^\circ$ (а) и при $\gamma_0 = 20^\circ$ (б) и параметра $\hbar\omega = 100$ кэВ.

где $\hbar\omega$ — энергетический множитель; n_β и n_γ — квантовые числа β - и γ -колебаний соответственно; $\varepsilon_{I\tau}$ — собственные значения уравнения жесткого асимметричного ротатора [2]; индекс τ нумерует собственные значения, относящиеся к одинаковым значениям I ; $\mu_\beta^4 = \hbar^2/BC_\beta\beta_0^4$ и $\mu_\gamma^4 = \hbar^2/BC_\gamma\gamma_0^4$ — безразмерные параметры теории; β_0 и γ_0 — параметры продольных и поперечных деформаций в основном состоянии ядра соответственно; C_β и C_γ — жесткость поверхности ядра относительно β - и γ -колебаний соответственно.

В настоящей работе расчет энергий уровней четно-четных ядер проводился с учетом членов первого и второго порядка в разложении оператора вращательной энергии (3) по переменной γ [9]. Формулы первого и второго порядка вышеуказанного разложения подробно приведены в работах [9, 17], поэтому мы их здесь не приводим. В приближении произвольной неаксиальности используются следующие параметры: $\hbar\omega$, γ_0 , μ_β , μ_γ . Отметим, что параметр μ_β определяет жесткость и/или мягкость поверхности ядра по отношению к β_2 -колебаниям. Если $\mu_\beta < 1/3$, то ядерная поверхность мягкая, если нет, то она жесткая [2].

3. ВРАЩАТЕЛЬНО-ВИБРАЦИОННЫЕ ПОЛОСЫ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ СПЕКТРЕ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР

В приближении произвольной неаксиальности энергия уровней возбужденных состояний основной, γ -вращательной и γ - и β -вращательно-вибрационных полос четно-четных ядер (4) описывается квантовыми числами $n_\gamma n_\beta I \tau$. Последовательность состояний в энергетических полосах можно изобразить следующим образом: $I_{n_\gamma n_\beta I \tau}$.

1) Состояния с квантовыми числами $n_\beta = n_\gamma = 0$, $\tau = 1$ называются основной полосой с

последовательностью спинов $I_{n_\gamma n_\beta \tau}^+ = 0_{001}^+; 2_{001}^+; 4_{001}^+; 6_{001}^+; 8_{001}^+; \dots$

2) Состояния с квантовыми числами $n_\beta = n_\gamma = 0$, $\tau = 1$ для нечетных I , $\tau = 2$ для четных I называются γ -полосой (или аномальная вращательная полоса, или $K^\pi = 2^+$ -полоса [2]) с последовательностью спинов $I_{n_\gamma n_\beta \tau}^+ = 2_{002}^+; 3_{001}^+; 4_{002}^+; 5_{001}^+; 6_{002}^+; \dots$

3) Состояния с квантовыми числами $n_\beta = 1$, $n_\gamma = 0$, $\tau = 1$ называются β -полосой с последовательностью спинов $I_{n_\gamma n_\beta \tau}^+ = 0_{011}^+; 2_{011}^+; 4_{011}^+; 6_{011}^+; 8_{011}^+; \dots$

4) Состояния с квантовыми числами $n_\beta = 0$, $n_\gamma = 1$, $\tau = 1$ называются γ -колебательной полосой с последовательностью спинов $I_{n_\gamma n_\beta \tau}^+ = 0_{101}^+; 2_{101}^+; 4_{101}^+; 6_{101}^+; 8_{101}^+; \dots$

5) Состояния с квантовыми числами $n_\beta = n_\gamma = 1$, $\tau = 1$ называются β - γ -колебательной полосой с последовательностью спинов $I_{n_\gamma n_\beta \tau}^+ = 0_{111}^+; 2_{111}^+; 4_{111}^+; 6_{111}^+; 8_{111}^+; \dots$

Появление последовательности уровней, показанных в пункте 2), является прямым следствием нарушения аксиальной симметрии [18], т.е. эти возбужденные моды возникают в результате коллективной квадрупольной вибрации как вращение ядра неаксиальной формы [8, 19].

На рис. 1 представлена зависимость энергии возбужденных уровней $\Delta E_{n_\gamma n_\beta I \tau}$ (4) основной, γ - и β -полос от параметра μ ($\mu = \mu_\beta$) при фиксированных значениях параметра $\gamma_0 = 10^\circ$ и $\gamma_0 = 20^\circ$. Энергии уровней и расстояния между уровнями основной, γ - и β -полос при фиксированном γ_0 с ростом параметра μ увеличиваются. При малых значениях параметра μ уровни энергий всех выше

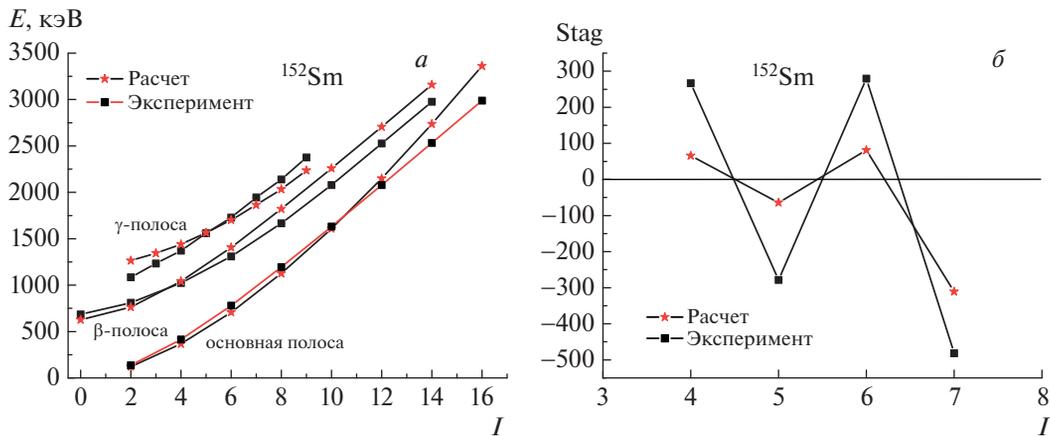


Рис. 2. Теоретические и экспериментальные значения энергий уровней возбужденных состояний (а) и поведение $\Delta I = 1$ “staggering”-эффекта (б) в энергетическом спектре γ -полосы ядра ^{152}Sm ($\hbar\omega = 313.6$ кэВ, $\mu_\beta = 0.55593$, $\mu_\gamma = 0.55194$, $\gamma_0 = 11.14^\circ$, $\text{RMS} = 132.7$ кэВ, $R_{0041} = 3.0093$).

указанных полос при фиксированном γ_0 заметно понижаются и смешиваются между собой, образуя эквидистантные уровни, соответствующие сферическим четно-четным ядрам. При фиксированном малом значении параметра γ_0 ($\gamma_0 \leq 10^\circ$) с ростом μ эквидистантность спектра постепенно нарушается и уровни энергий γ - и β -полос заметно повышаются по сравнению с основной полосой, образуя отдельные полосы. При этом уровни энергий γ -полосы при малых значениях параметра неаксиальности γ_0 ($\gamma_0 \leq 10^\circ$) лежат выше, чем уровни энергий β -полосы. В этом случае нижние уровни энергий четно-четных ядер будут чисто вращательными и соответствовать спектрам деформированных ядер. При больших значениях параметра неаксиальности γ_0 ($\gamma_0 > 10^\circ$) с ростом параметра μ уровни энергий γ -полосы опускаются ниже уровней энергий β -полосы и смешиваются с уровнями энергий основной вращательной полосы и соответствуют спектрам переходных четно-четных ядер [8].

На рис. 2а–6а показаны сравнения теоретических и экспериментальных [7] значений спектра энергии возбужденных уровней основной, β - и γ -полос ядер ^{152}Sm , ^{156}Dy , $^{164,166}\text{Er}$ и ^{230}Th . Энергетические уровни γ -полосы расположены ниже энергетических уровней β -полос для ядер ^{152}Sm , ^{156}Dy и ^{230}Th , что соответствует спектрам деформированных ядер, а для ядер $^{164,166}\text{Er}$ они расположены наоборот и соответствуют спектрам переходных ядер. Видно, что модель произвольной неаксиальности хорошо воспроизводит экспериментальные энергии уровней тяжелых четно-четных ядер [8, 9]. Подгонка экспериментального энергетического спектра с теоретическими произведена методом наименьших квадратов.

Рассмотрим отношения второго возбужденного уровня к энергии первого возбужденного уровня основной полосы:

$$R_{0041} = \frac{E_{0041}}{E_{0021}}.$$

От значения отношения R_{0041} зависит коллективное вращательно-колебательное поведение возбужденных уровней. При $2.7 < R_{0041} < 10/3$ коллективное поведение спектра энергий уровней будет вращательным или близко вращательным, а при $2 < R_{0041} < 2.4$ оно будет вибрационным или близко вибрационным [20]. Следовательно, значения R_{0041} играют важную роль в исследовании свойств деформируемых ядер. В конце подрисочной подписи на рис. 2–6 приведены экспериментальные значения R_{0041} для рассматриваемых ядер. Видно, что спектр энергий уровней этих ядер является вращательным.

В последние годы основным источником получения информации о возбужденных коллективных высокоспиновых состояниях являются реакции с тяжелыми ионами [7]. Такие состояния наблюдаются в основной полосе спектра коллективного возбуждения тяжелых ядер. Однако в спектре γ -полосы можно наблюдать состояния с относительно большими значениями спина уровней, т.е. в пределах $I = 10$ –14. Энергетические уровни с такими значениями спина дают возможность исследовать поведение $\Delta I = 1$ “staggering”-эффекта в γ -полосе коллективного возбуждения тяжелых четно-четных ядер.

4. “STAGGERING”-ЭФФЕКТ В ЭНЕРГЕТИЧЕСКОМ СПЕКТРЕ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДЕР

В последние годы явления “staggering”-эффектов в структуре тяжелых ядер интенсивно изучаются как экспериментально, так и теоретически.

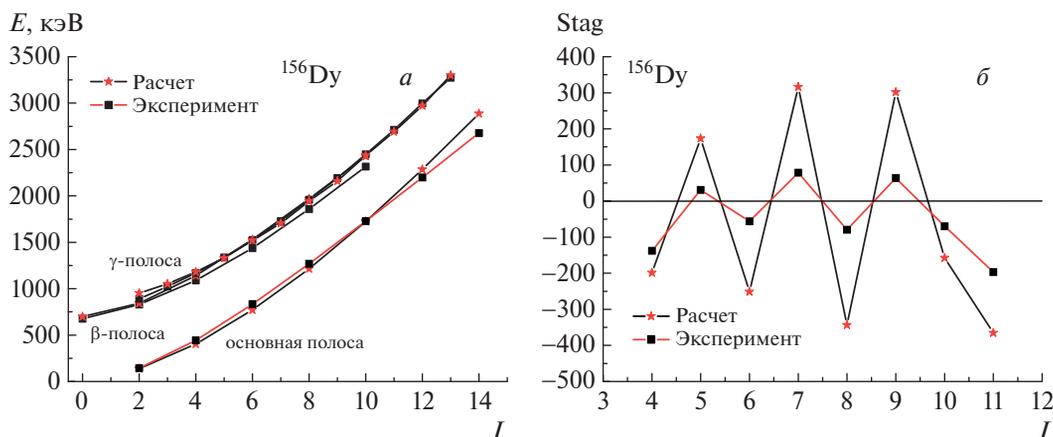


Рис. 3. Теоретические и экспериментальные значения энергий уровней возбужденных состояний (а) и поведение $\Delta I = 1$ “staggering”-эффекта (б) в энергетическом спектре γ -полосы ядра ^{156}Dy ($\hbar\omega = 349.37$ кэВ, $\mu_\beta = 0.55383$, $\mu_\gamma = 0.8928$, $\gamma_0 = 13.9^\circ$, $\text{RMS} = 64.94$ кэВ, $R_{0041} = 2.9336$).

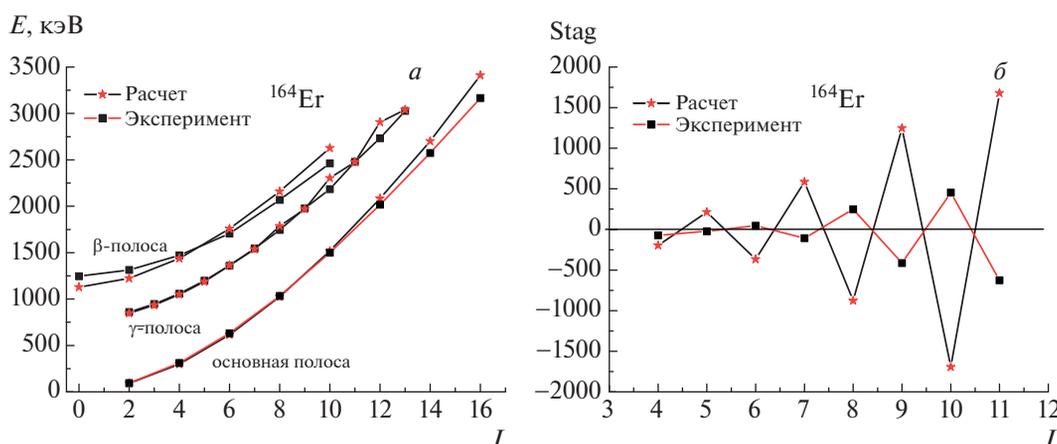


Рис. 4. Теоретические и экспериментальные значения энергий уровней возбужденных состояний (а) и поведение $\Delta I = 1$ “staggering”-эффекта (б) в энергетическом спектре γ -полосы ядра ^{164}Er ($\hbar\omega = 563.7$ кэВ, $\mu_\beta = 0.2777$, $\mu_\gamma = 0.1346$, $\gamma_0 = 12.95^\circ$, $\text{RMS} = 85.3$ кэВ, $R_{0041} = 3.2767$).

Например, $\Delta I = 1$, $\Delta I = 2$, $\Delta I = 4$ “staggering”-эффекты наблюдаются в энергетических полосах супердеформированных ядер [21–24]. Эти эффекты очень хорошо известны в четно-четных ядрах [5] и позволяют проверять различные коллективные модели [25].

$\Delta I = 2$ “staggering”-эффект присутствует, когда уровни с $I = 2, 6, 10, 14 \dots$ перемещены относительно уровней с $I = 0, 4, 8, 12 \dots$, т.е. уровень с угловым моментом I перемещен относительно его соседних уровней с угловым моментом $I \pm 2$ в энергетических уровнях основной полосы нормально деформированных ядер [26]. Аналогичная картина наблюдается в $\Delta I = 4$ “staggering”-эффекте, но только перемещение относительно соседних уровней $I \pm 4$.

$\Delta I = 1$ “staggering”-эффект наблюдается в энергетических полосах переменной четности и

в γ -полосе четно-четных ядер [27]. Этот эффект показывает зигзагообразное поведение с переменными знаками. При этом форма “биение” этого эффекта в полосе переменной четности имеет большую амплитуду [8]. $\Delta I = 1$ “staggering”-эффект должен исчезнуть, если четные и нечетные уровни энергий формируют единственную полосу.

Нечетно-четный $\Delta I = 1$ “staggering”-эффект, пропорциональный дискретному приближению производной четвертого порядка от функции $\Delta E(I) = E(I + 1) - E(I)$, представляется формулой [20]

$$\text{Stag}(I) = 6\Delta E(I) - 4\Delta E(I - 1) - 4\Delta E(I + 1) + \Delta E(I + 2) + \Delta E(I - 2), \quad (5)$$

где $E(I)$ — энергия возбужденных уровней. Отметим, что существуют другие альтернативные формулы для описания поведения нечетно-четного

$\Delta I = 1$ “staggering”-эффекта [28]. Но поведение этого эффекта не зависит от вида этих формул [28].

5. СРАВНЕНИЯ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Рассмотрим поведение $\Delta I = 1$ “staggering”-эффекта в γ -полосе четно-четных ядер. На рис. 2б–6б приведено зигзагообразное поведение $\Delta I = 1$ “staggering”-эффекта (в единицах кэВ) в энергетических спектрах γ -полосы тяжелых ядер ^{152}Sm , ^{156}Dy , $^{164,166}\text{Er}$ и ^{230}Th . Во всех случаях мы получаем ярко выраженную картину “staggering”-эффекта, зигзагообразное поведение величины $\text{Stag}(I)$ как функции углового момента. Сразу отметим, что амплитуда $\Delta I = 1$ “staggering”-эффекта в энергетических спектрах γ -полосы отличается от амплитуды такого эффекта в энергетических спектрах $ugst$ -полосы с переменной четностью. В рассматриваемом случае $\Delta I = 1$ “staggering”-эффект имеет значительно меньшую амплитуду, чем в полосе энергетического спектра с переменной четностью [29].

При малых значениях спина уровней I экспериментальное поведение этого эффекта для ядер $^{164,166}\text{Er}$ имеет малую амплитуду (поверхность этих ядер жесткая, $\mu_\beta = 0.2777$ и $\mu_\beta = 0.2242$ соответственно) при малых значениях спина уровней, а для ядер ^{152}Sm , ^{156}Dy и ^{230}Th (поверхность этих ядер мягкая, $\mu_\beta = 0.55593$, $\mu_\beta = 0.55383$ и $\mu_\beta = 0.3251$ соответственно) имеет вполне заметную амплитуду. Для математического исследования динамических систем $\Delta I = 2$ бифуркация ($\Delta I = 1$ “staggering”-эффект) происходит, когда небольшое плавное изменение значений параметров системы вызывает внезапное (качественное) или топологическое изменение в ее поведении [12]. Следовательно, жесткость поверхности препятствует $\Delta I = 1$ “staggering”-эффекту в этих ядрах, когда изменение параметра (в данном случае энергия уровней) вызывает изменение стабильности равновесия.

На рис. 2б приведено зигзагообразное поведение $\Delta I = 1$ “staggering”-эффекта в энергетическом спектре γ -полосы ядра ^{152}Sm . Из рисунка видно, что поведения теоретического и экспериментального $\Delta I = 1$ “staggering”-эффекта хорошо согласуются, но экспериментальное поведение этого эффекта имеет относительно большую амплитуду.

Зигзагообразное поведение $\Delta I = 1$ “staggering”-эффекта в энергетическом спектре γ -полосы для ядра ^{156}Dy приведено на рис. 3б, где также теоретическое и экспериментальное поведения $\Delta I = 1$ “staggering”-эффекта хорошо согласуются. Однако теоретическое поведение этого эффекта имеет относительно большую амплитуду.

Таблица 1. Экспериментальные значения ΔE_{00I} для рассматриваемых ядер

I	^{152}Sm	^{156}Dy	^{164}Er	^{166}Er	^{230}Th
2	7.9166	5.4634	8.4138	8.7506	13.6663
4	8.2546	5.5472	8.3064	8.5758	13.3181
6	8.3865	5.4779	8.145	8.3176	12.8195
8	8.3295	5.3929	7.8817	7.9963	12.1861
10	–	5.2476	7.2903	7.6241	12.0262
12	–	5.163	7.1191	7.2246	–
14	–	–	–	6.0881	–

Для ядра ^{164}Er (рис. 4б) теоретическое и экспериментальное поведения $\Delta I = 1$ “staggering”-эффекта не очень хорошо согласуются. Теоретическое поведение $\Delta I = 1$ “staggering”-эффекта имеет ярко выраженную амплитуду.

Для ядра ^{166}Er (рис. 5б) согласие теоретического и экспериментального поведения $\Delta I = 1$ “staggering”-эффекта в энергетическом спектре γ -полосы хорошее. Теоретическое и экспериментальное поведения этого эффекта имеют одинаковые поведения, однако их амплитуды различаются.

Теоретическое и экспериментальное поведения $\Delta I = 1$ “staggering”-эффекта для ядра ^{230}Th (рис. 6б) в энергетическом спектре γ -полосы имеют также хорошее согласие.

Из рис. 2б–6б видно, что $\Delta I = 1$ “staggering”-эффект имеет зигзагообразное поведение и исчезновение этого эффекта не происходит в пределах наблюдаемой области углового момента. Кроме того, отметим, что $\text{Stag}(I)$ показывает “staggering” с минимумами при четном I и максимумами при нечетном I для ядра ^{152}Sm . Для остальных рассматриваемых ядер $\text{Stag}(I)$ показывает “staggering” с минимумами при нечетном I и максимумами при четном I . Это зависит от взаимного расположения соседних уровней, т.е. от $\Delta E(I) = E(I+1) - E(I)$.

Ранее поведение $\Delta I = 1$ “staggering”-эффекта в энергетическом спектре γ -полосы тяжелых ядер рассмотрено в рамках вектор-бозон модели с $SU(3)$ динамической симметрией [11].

Взаимодействие основной и γ -полос (при смешивании этих полос) в тяжелых деформированных ядрах коррелирует с энергетическим разделением между двумя полосами. В рамках динамической симметрии $SU(3)$ это разделение соответствует расщеплению мультиплета $SU(3)$ и определяется соотношением

$$\Delta E_{00I} = \frac{E_{00I2} - E_{00I1}}{E_{0021}},$$

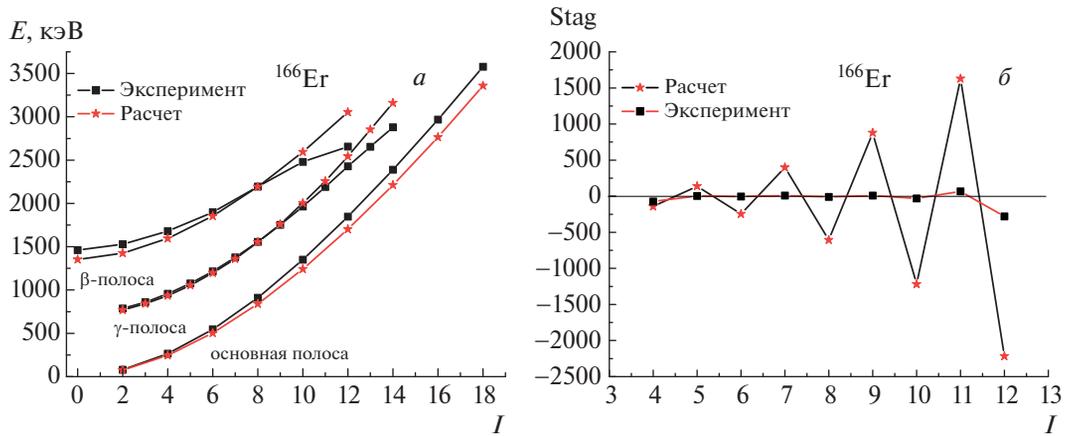


Рис. 5. Теоретические и экспериментальные значения энергий уровней возбужденных состояний (а) и поведение $\Delta I = 1$ “staggering”-эффекта (б) в энергетическом спектре γ -полосы ядра ^{166}Er ($\hbar\omega = 675.9$ кэВ, $\mu_\beta = 0.2242$, $\mu_\gamma = 0.2091$, $\gamma_0 = 12.14^\circ$, $\text{RMS} = 131.25$ кэВ, $R_{0041} = 3.2877$).

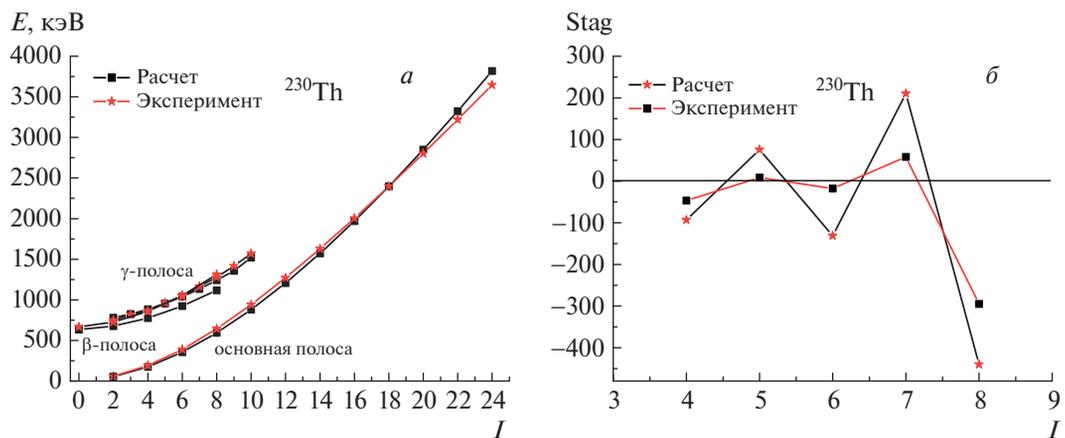


Рис. 6. Теоретические и экспериментальные значения энергий уровней возбужденных состояний (а) и поведение $\Delta I = 1$ “staggering”-эффекта (б) в энергетическом спектре γ -полосы ядра ^{230}Th ($\hbar\omega = 296.7$ кэВ, $\mu_\beta = 0.3251$, $\mu_\gamma = 0.2024$, $\gamma_0 = 11.4^\circ$, $\text{RMS} = 87.6$ кэВ, $R_{0041} = 3.268$).

которое характеризуется разностью энергий уровней и четным угловым моментом основной и γ -полос. Например, в работе [11] установлено, что экспериментальные соотношения ΔE_{00I} изменяются в пределах $5 \leq \Delta E_{00I} \leq 20$ для лантанидов и $13 \leq \Delta E_{00I} \leq 25$ для актинидов. В табл. 1 приведены экспериментальные значения ΔE_{00I} , из которых видно, что ΔE_{00I} удовлетворяют этим соотношениям. Кроме того, в работе [11] показано, что если $\Delta E_{00I} \leq 12$ для лантанидов и $\Delta E_{00I} \leq 15$ для актинидов, то основная и γ -полосы сильно связаны в рамках динамической симметрии $SU(3)$, если наоборот, то связь слабая.

Из табл. 1 видно, что в рассматриваемых ядрах $\Delta I = 1$ “staggering”-эффект происходит в рамках динамической симметрии $SU(3)$ в случае сильной связи основной и γ -полос.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлена важная характеристика тонкой вращательной структуры γ -полосы с соответствующими ядерными коллективными свойствами, несмотря на то, что число рассматриваемых ядер не позволяет предоставить какую-либо детальную систематику. Проведенное исследование приводит к последовательной теоретической интерпретации доступной экспериментальной информации относительно $\Delta I = 1$ “staggering”-эффекта в γ -полосах коллективного возбуждения.

Предложено описание поведения нечетно-четного $\Delta I = 1$ “staggering”-эффекта в рамках приближения произвольной неаксиальности [8, 9] в γ -полосе возбужденных коллективных состояний тяжелых деформированных четно-четных ядер. Модельная интерпретация поведения нечетно-четного $\Delta I = 1$ “staggering”-эффекта в γ -полосе

спектра коллективного возбуждения полезна для понимания “staggering”-эффектов о вращательных спектрах в целом.

Теоретическое поведение $\Delta I = 1$ “staggering”-эффекта для рассматриваемых ядер имеет ярко выраженные амплитуды по сравнению с их экспериментальным поведением. Видимо, вклады тонких эффектов во вращательном спектре ядер, т.е. вклады частично-дырочных нуклонных переходов и взаимодействия различных полос возбуждения ядра [5, 12], играют важную роль.

Представленное приближение удовлетворительно воспроизводит поведение нечетно-четного $\Delta I = 1$ “staggering”-эффекта в рассматриваемых ядрах ниже области пересечения полос I_c и в пределах $I = 10-14$. Оно дает довольно общий рецепт для анализа различных тонких характеристик вращательного движения в квантово-механических системах, что позволяет детально сравнить различные виды “staggering”-эффектов в ядрах.

Работа финансировалась Министерством инновационного развития Республики Узбекистан, грант ОТ № Ф2-14.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. S. Davydov and A. A. Chaban, Nucl. Phys. **20**, 499 (1960).
2. А. С. Давыдов, *Возбужденные состояния атомных ядер* (Атомиздат, Москва, 1967).
3. А. С. Давыдов, УФН **87**, 599 (1965).
4. О. Бор, в сб.: *Проблемы современной физики*, № 9 (1955), с. 9.
5. A. Bohr and B. R. Mottelson, *Nuclear Structure, Vol. 2: Nuclear Deformations* (World Sci., Singapore, 1998).
6. L. Fortunato, Eur. Phys. J. A **26**, 1 (2005).
7. <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>
8. M. S. Nadirbekov and G. A. Yuldasheva, Int. J. Mod. Phys. E **23**, 1450034 (2014).
9. М. С. Надырбеков, О. А. Бозаров, ЯФ **79**, 287 (2016) [Phys. At. Nucl. **79**, 461 (2016)].
10. Y. Alhassid and N. Whelan, Phys. Rev. Lett. **67**, 816 (1991).
11. N. Minkov, S. B. Drenska, P. P. Raychev, R. P. Roussev, and Dennis Bonatsos, Phys. Rev. C **61**, 064301 (2000).
12. I. M. Pavlichenkov, Phys. Rep. **226**, 175 (1993).
13. M. D' Agostino, M. Bruno, F. Gulminelli, L. Morelli, G. Baiocco, L. Bardelli, S. Barlini, F. Cannata, G. Casini, E. Geraci, F. Gramegna, V. L. Kravchuk, T. Marchi, A. Moroni, A. Ordine, and R. Raduta, Nucl. Phys. A **861**, 47 (2011).
14. A. A. Raduta, P. Baganu, and A. Faessler, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **39**, 025103 (2012).
15. F. Iachello, Phys. Rev. Lett. **87**, 052501 (2001).
16. Dennis Bonatsos, E. A. McCutchan, N. Minkov, R. F. Casten, P. Yotov, D. Lenis, D. Petrellis, and I. Yigitoglu, Phys. Rev. C **76**, 064312 (2007).
17. Ю. В. Породинский, Е. Ш. Суховицкий, ЯФ **53**, 64 (1991) [Sov. J. Nucl. Phys. **53**, 41 (1991)].
18. G. R. DeMille, T. M. Kavanagh, R. B. Moore, R. S. Weaver, and W. White, Can. J. Phys. **37**, 1036 (1959).
19. P. Baganu and A. A. Raduta, Phys. Rev. C **83**, 034313 (2011).
20. Dennis Bonatsos, C. Daskaloyannis, S. B. Drenska, N. Karoussos, N. Minkov, P. P. Raychev, and R. P. Roussev, Phys. Rev. C **62**, 024301 (2000).
21. S. Flibotte, H. R. Andrews, G. C. Ball, C. W. Beausang, F. A. Beck, G. Belier, T. Byrski, D. Curien, P. J. Dagnall, G. de France, D. Disdier, G. Duchêne, Ch. Finck, B. Haas, G. Hackman, D. S. Haslip, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **71**, 4299 (1993); S. Flibotte, G. Hackman, I. Ragnarsson, Ch. Theisen, H. R. Andrews, G. C. Ball, C. W. Beausang, F. A. Beck, G. Belier, M. A. Bentley, T. Byrski, D. Curien, G. de France, D. Disdier, G. Duchêne, B. Haas, *et al.*, Nucl. Phys. A **584**, 373 (1995).
22. B. Cederwall, R. V. F. Janssens, M. J. Brinkman, I. Y. Lee, I. Ahmad, J. A. Becker, M. P. Carpenter, B. Crowell, M. A. Deleplanque, R. M. Diamond, J. E. Draper, C. Duyar, P. Fallon, L. P. Farris, E. A. Henry, R. G. Henry, *et al.*, Phys. Rev. Lett. **72**, 3150 (1994).
23. Dennis Bonatsos, C. Daskaloyannis, S. B. Drenska, G. A. Lalazissis, N. Minkov, P. P. Raychev, and R. P. Roussev, Phys. Rev. A **54**, R2533(R) (1996).
24. C. S. Wu and Z. N. Zhou, Phys. Rev. C **56**, 1814 (1997).
25. D. Bonatsos, Phys. Lett. B **200**, 1 (1988).
26. L. A. Wu and H. Toki, Phys. Rev. C **56**, 1821 (1997).
27. Dennis Bonatsos, C. Daskaloyannis, S. B. Drenska, N. Karoussos, J. Maruani, N. Minkov, P. P. Raychev, and R. P. Roussev, Phys. Rev. A **60**, 253 (1999).
28. Dennis Bonatsos, C. Daskaloyannis, S. B. Drenska, N. Fotiades, N. Minkov, P. P. Raychev, and R. P. Roussev, nucl-th/0111003v1.1.
29. M. S. Nadirbekov, G. A. Yuldasheva, N. Minkov, and W. Scheid, Int. J. Mod. Phys. E **21**, 1250044 (2012).

$\Delta I = 1$ “STAGGERING” EFFECTS IN THE ENERGY SPECTRUM OF γ BAND OF HEAVY EVEN–EVEN NUCLEI

M. S. Nadirbekov¹⁾, S. N. Kudiratov¹⁾, F. N. Temirov²⁾

¹⁾*Institute of Nuclear Physics, Academy of Sciences of Uzbekistan, Tashkent*

²⁾*Samarkand State Medical Institute, Uzbekistan*

In the framework of an approximation with free triaxiality collective excitations of even-even nuclei of a quadrupole type are studied. In the framework of this approximation, the “staggering” effects in the energy spectrum of γ band of heavy even-even nuclei ^{152}Sm , ^{156}Dy , $^{164,166}\text{Er}$, and ^{230}Th are considered. In the description of the energy levels of these nuclei, the terms in the expansion of the rotational energy operator with respect to the variable γ are taken into account. It is shown that the $\Delta I = 1$ “staggering”-effect occurs in the case of strong coupling of the basic and γ bands in the $SU(3)$ dynamic symmetry limit.

РОЖДЕНИЕ ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ ДВАЖДЫ ТЯЖЕЛЫХ БАРИОНОВ НА БОЛЬШОМ АДРОННОМ КОЛЛАЙДЕРЕ

© 2020 г. А. В. Бережной^{1)*}, И. Н. Белов^{2)**}, А. К. Лиходед^{3)***}

Поступила в редакцию 30.04.2020 г.; после доработки 30.04.2020 г.; принята к публикации 30.04.2020 г.

В рамках дикварковой модели рождения оценивается выход возбужденных состояний дважды тяжелых барионов в условиях экспериментов на LHC и обсуждаются перспективы их обнаружения.

DOI: 10.31857/S0044002720060057

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблемы рождения и распада дважды тяжелых барионов занимают исследователей вот уже более двух десятилетий (см., например, [1, 2]). Возможно, что такой интерес вызван их крайне интересной структурой. Действительно, так как такие адроны состоят из двух тяжелых кварков и одного легкого кварка, то достаточно естественно разбить их на две подсистемы: компактный дважды тяжелый дикварк и легкий кварк. Состояния дважды тяжелого дикварка, антитриплетного по цвету, можно описывать в рамках тех моделей, что и состояния кваркониев, например в рамках потенциальных моделей. Так как спектроскопия кваркониев, лежащих до порога распада в открытый аромат, описывается довольно хорошо, то, возможно, и спектроскопия дикварка будет описываться удовлетворительно. Предполагая, что такой дикварк является компактным объектом и антитриплетом по цвету, можно описывать его взаимодействие с легким кварком как взаимодействие кварка и антикварка. Это существенно упрощает теоретическое исследование дважды тяжелых барионов и позволяет получать подробные предсказания свойств таких систем (см., например, [1–4]).

Необходимо отметить, что спектроскопия дважды тяжелых барионов может быть исследована не только в рамках кварк-дикваркового приближения, но и с помощью прямого решения квантовой задачи трех тел (см., например, [5–10]). Это очень важное направление исследований, но следует заметить, что в настоящий момент нельзя однозначно

заклучить, что квантовая задача трех тел является более совершенным приближением, чем кварк-дикварковое. Так, решеточные вычисления свидетельствуют в пользу так называемой “У”-связи, а из нее естественным образом вытекает именно кварк-дикварковое приближение. Добавочным аргументом в пользу последнего является и тот факт, что при описании спектроскопии барионов с одним тяжелым кварком хорошо работает модель взаимодействия тяжелого кварка и легкого дикварка. Кроме того, следует отметить, что траектории Редже легких мезонов и легких барионов имеют одинаковый наклон, что свидетельствует в пользу кварк-дикварковой модели в случае легких адронов.

Если при изучении спектроскопии дважды тяжелых барионов можно выбирать между двумя упомянутыми подходами, то при изучении рождения дважды тяжелых барионов такого выбора нет, и единственная более-менее согласованная модель их рождения, известная на сегодняшний день, основана на предположении о том, что изначально рожденный дикварк преобразуется в дважды тяжелый барион. Ясно, что рождение тяжелого дикварка очень напоминает совместное рождение кваркония и тяжелого кварка: и там, и там происходит рождение двух пар тяжелых кварков с последующим образованием дважды тяжелой системы. Но есть и существенное отличие. Дело в том, что, как показано в работах [11–14], в ассоциированное рождение кваркония со скрытым ароматом и тяжелого кварка большой вклад вносит так называемый механизм двойного партонного рассеяния (DPS), при котором кварконий и сопутствующий ему тяжелый кварк рождаются в разных партонных столкновениях. В отличие от рождения тяжелого кваркония, где DPS вносит сравнимый вклад, в рождении дикварка механизм DPS подавлен. Независимое рождение двух пар тяжелых кварков не позволяет им когерентно слиться в дикварк. Поэтому мы ожидаем, что выходы дважды тяжелых

¹⁾НИИЯФ МГУ, Москва, Россия.

²⁾Физический факультет МГУ, Москва, Россия.

³⁾НИЦ “Курчатовский институт” — ИФВЭ, Протвино, Россия.

*E-mail: Alexander.Berezhnoy@cern.ch

**E-mail: in.belov@physics.msu.ru

***E-mail: Anatolii.Likhoded@ihep.ru

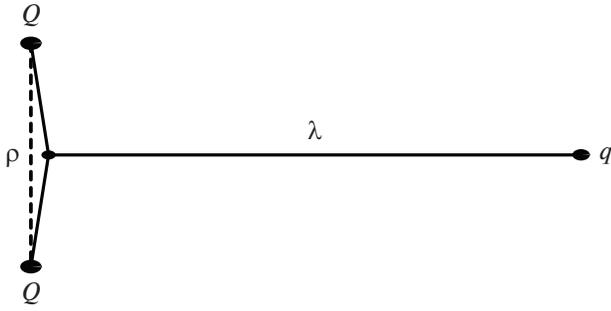


Рис. 1. Схематическое представление ρ и λ возбужденных состояний Ξ_{cc} -бариона. ρ -состояния — состояния с возбужденным дикварком, λ — состояния с возбужденным легким кварком.

барионов Ξ_{cc} и Ξ_{bb} будут существенно меньше, чем выходы совместного рождения соответствующих кваркониев и тяжелого кварка.

Если теоретическое исследование дважды тяжелых барионов ведется уже на протяжении многих лет, то первое экспериментальное наблюдение такого состояния осуществлено совсем недавно коллаборацией LHCb: в 2017 г. барион с двумя очарованными кварками Ξ_{cc}^{++} обнаружен в распадной моде $\Lambda_c^+ K^- \pi^+ \pi^+$ [15]. Это наблюдение уже подтверждено в моде $\Xi_c^+ \pi^+$ [16]. Время жизни этого нового состояния также измерено [17]. В настоящей работе мы обсуждаем перспективы дальнейшего изучения дважды тяжелых барионов, в частности, оцениваем выходы дважды тяжелых барионов с возбужденным тяжелым дикварком — так называемых ρ -возбуждений (см. рис. 1).

2. ТЕХНИКА ВЫЧИСЛЕНИЙ

Так как подробно техника вычислений описана в работе [18], то в настоящей работе мы приводим лишь ее краткое описание.

В рамках кварк-дикварковой модели рождение бариона естественно разбить на два этапа. На первом этапе вычислений дважды тяжелый дикварк в антитриплетном цветовом состоянии рождается пертурбативно в жестком взаимодействии; на втором — дважды тяжелый дикварк переходит в барион в мягком процессе адронизации (см., например, [19–23]). Как правило, процесс адронизации рассматривается во фрагментационном подходе по аналогии с адронизацией одного тяжелого кварка в тяжелый адрон.

Как отмечено в работе [24], излучение мягкого глюона усложняет классификацию уровней тяжелого дикварка с кварками разных ароматов, и поэтому в дальнейшем мы будем рассматривать только cc - и bb -дикварки.

В предположении слабой зависимости амплитуды рождения четырех тяжелых кварков $T_{Q_1\bar{Q}_1Q_2\bar{Q}_2}$

от трехимпульса \mathbf{q} кварка внутри дикварка амплитуда рождения дикварка может быть разложена в ряд по степеням \mathbf{q} :

$$A \sim \int d^3\mathbf{q} \Psi_{[Q_1Q_2]_3}^*(\mathbf{q}) \left\{ T_{Q_1\bar{Q}_1Q_2\bar{Q}_2} \Big|_{\mathbf{q}=0} + \right. \quad (1)$$

$$\left. + \mathbf{q} \frac{\partial}{\partial \mathbf{q}} T_{Q_1\bar{Q}_1Q_2\bar{Q}_2} \Big|_{\mathbf{q}=0} + \dots \right\},$$

где $\Psi_{[Q_1Q_2]_3}(\mathbf{q})$ — волновая функция дикварка в антитриплетном состоянии по цвету. Первый член в разложении (1) будет вносить основной вклад в рождение S -волнового дикварка, второй член — в рождение P -волнового.

Требование антисимметричности волновой функции дикварка с двумя идентичными кварками накладывает ограничения на его спин: S -волновой дикварк может иметь только спин 1, а P -волновой дикварк только спин 0. При этом амплитуда рождения S -волнового состояния дикварка определяется формулой

$$A^{s_z} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} R_S(0) \cdot T_{Q\bar{Q}Q\bar{Q}}^{s_z} \Big|_{\mathbf{q}=0}, \quad (2)$$

где s_z — проекция спина дикварка, и $R_S(0)$ — значение радиальной функции в нуле; а амплитуда рождения P -волнового состояния дикварка формулой

$$A^{l_z} = i \sqrt{\frac{3}{4\pi}} R'_P(0) \cdot \{ \mathcal{L}^{l_z} T_{Q\bar{Q}Q\bar{Q}} \} \Big|_{\mathbf{q}=0}, \quad (3)$$

где l_z — проекция орбитального момента дикварка, $R'_P(0)$ — производная радиальной волновой функции в нуле, а \mathcal{L}^{l_z} — дифференциальный оператор следующего вида:

$$\mathcal{L}^{l_z} = \begin{cases} \mathcal{L}^{-1} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\partial}{\partial q_x} + i \frac{\partial}{\partial q_y} \right), \\ \mathcal{L}^0 = \frac{\partial}{\partial q_z}, \\ \mathcal{L}^{+1} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \left(\frac{\partial}{\partial q_x} - i \frac{\partial}{\partial q_y} \right). \end{cases} \quad (4)$$

Образовавшийся цветовой антитриплет должен адронизоваться, образовав барион. Так как легкий кварк с эффективной массой m_q в барионе с массой M уносит примерно $\frac{m_q}{M}$ от всего поперечного импульса бариона, то для кинематических условий LHCb такой кварк всегда существует в море кварков. Поэтому можно полагать, что дважды тяжелый барион адронизуется, подхватывая один из легких кварков u , d или s в той же пропорции $1 : 1 : 0.26$, что и b -кварк [25]. Мы также полагаем, что он адронизуется с единичной вероятностью. Последнее предположение во многом догадка, поскольку дикварк имеет цветовой заряд и, следовательно, сильно взаимодействует со своим

Таблица 1. Волновые функции и массы дважды очарованного дикварка [26]; сечения и относительные выходы для различных состояний cc -дикварка

Состояние	Волновая функция	Масса дикварка	Относительный выход	Сечение
	$ R(0) , \text{ГэВ}^{3/2}$	$m, \text{ГэВ}$	$r^*, \%$	$\sigma, \text{нбн}$
1S	0.566	3.20	49–52	120–170
2S	0.540	3.50	26–27	60–90
3S	0.542	3.70	18–20	40–70
	$ R'(0) , \text{ГэВ}^{5/2}$	$m, \text{ГэВ}$	$r, \%$	$\sigma, \text{нбн}$
1P	0.149	3.40	2	4–6
2P	0.198	3.70	1–2	4–5

окружением, что может привести к диссоциации дикварка.

С другой стороны, можно предположить, что дикварк адронизуется согласно фрагментационной модели, по аналогии с тяжелым мезоном. В рамках этой модели потери энергии дикварка описываются функцией фрагментации, которая не зависит от процесса. Если для тяжелых мезонов форма функции фрагментации может быть получена из экспериментальных данных по e^+e^- -аннигиляции, то для дважды тяжелого дикварка она неизвестна. Однако есть основания полагать, что эта функция довольно острая даже для cc -дикварка из-за относительно большой массы последнего.

3. РОЖДЕНИЕ ДВАЖДЫ ОЧАРОВАННЫХ БАРИОНОВ С ВОЗБУЖДЕННЫМ ТЯЖЕЛЫМ ДИКВАРКОМ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИХ ОБНАРУЖЕНИЯ

Для оценки сечений и выхода дважды очарованных барионов в адрон-адронных взаимодействиях мы использовали волновые функции из [26] и партонные функции STEQ [27].

Вычисления представлены для кинематики детектора LHCb $2 < \eta < 4.5$, $p_T < 10$ ГэВ при энергии столкновения $\sqrt{s} = 13$ ТэВ для шкал в диапазоне от $E_T/2$ до $2E_T$. Из наших оценок следует, что относительные выходы барионов с дважды очарованным дикварком в 2S- и 3S-состояниях составляют около 50%, а P-волновые состояния дикварка дают лишь 3–5% от полного выхода (см. табл. 1 и рис. 2). Полученные оценки показывают, что относительный вклад возбужденных состояний медленно растет с увеличением поперечного импульса. Однако это не означает, что возбужденные состояния следует искать при больших поперечных импульсах, так как абсолютные выходы больше при малых [18].

Теперь, получив оценку для выхода возбужденных барионов, следует обсудить их распады.

Возбужденные состояния дважды очарованных барионов, расположенные ниже порога распада на $\Lambda_c D$, распадаются в основное состояние. Там, где это кинематически возможно, адронная мода доминирует: предсказания для ширин электромагнитных переходов [28–30] по крайней мере на два порядка меньше, чем для адронных [30–35].

Так как кварк-дикварковая модель дважды тяжелых барионов позволяет изучать отдельно возбуждения легкой степени свободы и возбуждения тяжелого дикварка, то в рамках такого рассматривания переходы между различными состояниями дважды тяжелых барионов разделены на переходы, обусловленные изменением состояния легкого кварка, и переходы, обусловленные изменением дикварка.

Если λ -возбуждения дважды очарованных барионов всеми теоретическими группами [30–33] предсказываются широкими: 40–300 МэВ, то для ρ -возбуждений, изучаемых в настоящей работе, предсказания разных исследований противоречат друг другу. Так, согласно предсказаниям [34], ширины дважды очарованных барионов с первым радиальным возбуждением дикварка и с возбуждением легкой степени свободы сравнимы по величине⁴⁾:

$$\Gamma[\Xi_{cc}(2S1s(1/2)) \rightarrow \Xi_{cc}(1S1s)] \sim 50 \text{ МэВ},$$

$$\Gamma[\Xi_{cc}(2S1s(3/2)) \rightarrow \Xi_{cc}(1S1s)] \sim 400 \text{ МэВ},$$

что противоречит исследованию [36], где предсказываются значения, меньшие 0.5 МэВ.

⁴⁾Здесь и далее используются общепринятые обозначения, в которых число и заглавная буква обозначают орбитальное состояние тяжелого дикварка, число и строчная буква — орбитальное состояние легкого кварка, а число в скобках — полный угловой момент бариона.

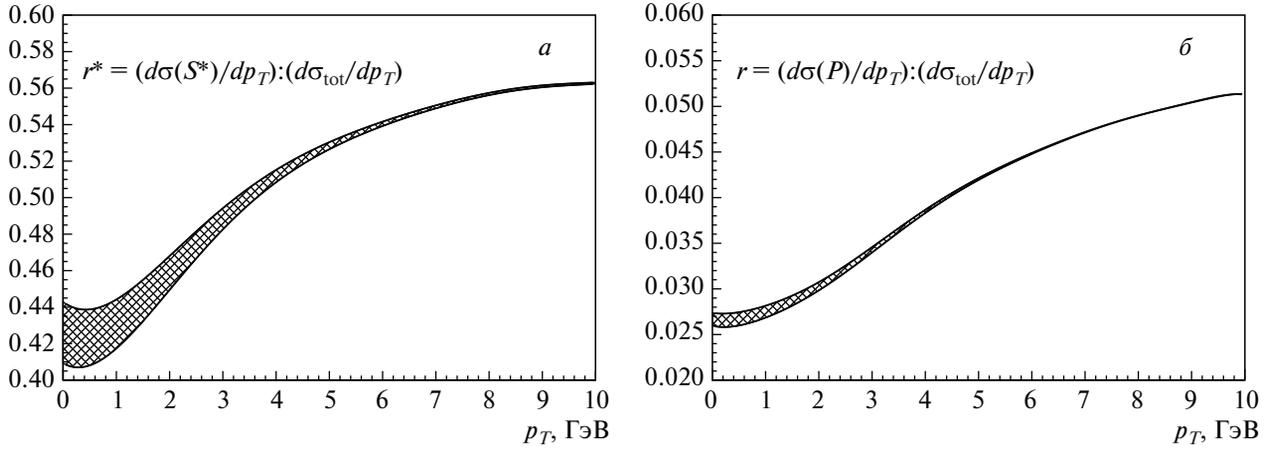


Рис. 2. Зависимость относительных выходов возбужденных состояний дважды очарованного дикварка от поперечного импульса для разных шкал при энергии протон-протонного взаимодействия $\sqrt{s} = 13$ ТэВ: (а) — S -волновые состояния, (б) — P -волновые состояния.

Интереснейшими состояниями в семействе дважды очарованных барионов являются дважды очарованные барионы с P -волновым состоянием тяжелого дикварка. Дело в том, что, как показано в работе [37], их распады должны сопровождаться одновременным изменением и спина, и углового момента дикварка, что приводит к подавлению ши-

рины на фактор $\Lambda_{\text{QCD}}^2/m_c^2$. Таким образом, дважды очарованные барионы с P -волновым состоянием тяжелого дикварка метастабильны. Этот вывод частично подтверждается выводами исследования [35], где ширины состояний $\Xi_{cc}(1P)$ оценены следующим образом:

$$\begin{cases} \Gamma [\Xi_{cc}(1P1s(3/2)) \rightarrow \Xi_{cc}(1S1s(3/2))\pi] = \lambda_{3/2}^2 112 \text{ МэВ}, \\ \Gamma [\Xi_{cc}(1P1s(1/2)) \rightarrow \Xi_{cc}(1S1s(1/2))\pi] = \lambda_{1/2}^2 111 \text{ МэВ}, \end{cases} \quad (5)$$

где $\lambda_{3/2}, \lambda_{1/2} \sim \Lambda_{\text{QCD}}/m_c$. Ясно, что для малых значений $\lambda_{1/2}$ и $\lambda_{3/2}$ эти состояния действительно будут метастабильными.

Распады таких P -волновых состояний со сменой заряда могут быть использованы для их обнаружения в условиях экспериментов на LHC. Распады $\Xi_{cc}^{++}(1P1s(1/2)) \rightarrow \Xi_{cc}^{+}(1S1s(1/2))\pi^{+}$ и $\Xi_{cc}^{+}(1P1s(1/2)) \rightarrow \Xi_{cc}^{++}(1S1s(1/2))\pi^{-}$ могут быть полностью восстановлены. Распады $\Xi_{cc}^{++}(1P1s(3/2)) \rightarrow \Xi_{cc}^{+}(1S1s(3/2))\pi^{+} \rightarrow [\Xi_{cc}^{+}(1S1s(1/2))\gamma]\pi^{+}$ и $\Xi_{cc}^{+}(1P1s(3/2)) \rightarrow \Xi_{cc}^{++}(1S1s(3/2))\pi^{-} \rightarrow [\Xi_{cc}^{++}(1S1s(1/2))\gamma]\pi^{-}$ могут быть восстановлены с потерей фотона, потому что такой мягкий фотон имеет малую эффективность детектирования. Однако пик, соответствующий $\Xi_{cc}(1P1s(3/2))$, все равно можно будет различить в распределении по массе $\Xi_{cc}\pi$. Этот пик будет сдвинут на величину расщепления дублета

$1S1s$ и будет иметь дополнительное уширение

$$\begin{aligned} \Delta\tilde{M} &\approx 2\Delta M^S \sqrt{(\Delta M^{PS}/M)^2 - (m_{\pi}/M)^2} \sim \\ &\sim 10 \text{ МэВ}, \end{aligned}$$

где M — масса основного состояния, m_{π} — масса пиона, $\Delta M^S = M(\Xi_{cc}(1S1s(3/2))) - M(\Xi_{cc}(1S1s(1/2))) = M(\Xi_{cc}(1S1s(3/2))) - M$, а ΔM^{PS} — это разность масс между $1P1s(3/2)$ - и $1S1s(3/2)$ -состояниями: $\Delta M^{PS} = M(\Xi_{cc}(1P1s(3/2))) - M(\Xi_{cc}(1S1s(3/2)))$. Рисунок 3 иллюстрирует возможную форму пиков в распределении по массе для кандидатов в первое P -волновое возбуждение дикварка в дважды очарованном барионе. Стоит добавить, что переход внутри $1S1s$ -дублета может идти только через излучение фотона, так как величина расщепления масс ΔM^S порядка 100–130 МэВ [26, 38–40], т.е. меньше массы пиона.

В спектре Ω_{cc} аналогичные однопионные переходы нарушают изоспиновую симметрию, и по-

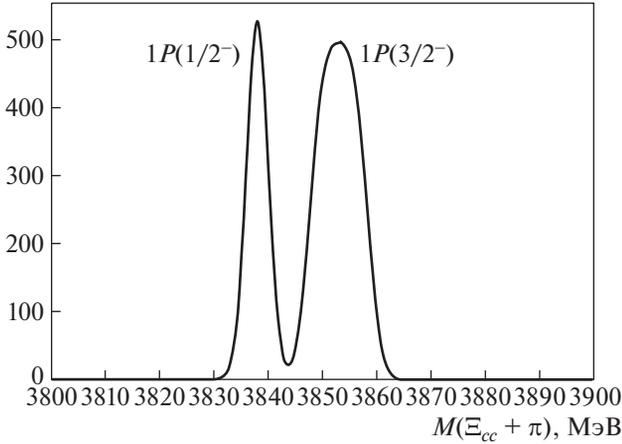


Рис. 3. Возможное распределение по массе для $1P1s$ -уровней Ξ_{cc} . Оба пика уширены на 10 МэВ, чтобы смоделировать разрешение детектора. Сдвиг и дополнительное уширение пика $J^P = 3/2^-$ связаны с потерей “мягкого” фотона.

этому, если кинематически возможно, возбуждения Ω_{cc} распадаются в основное состояние Ξ_{cc} с излучением каона. Отдельный случай представляет собой первое P -волновое возбуждение дикварка в Ω_{cc} . Однопионные переходы подавлены на три порядка из-за нарушения изоспиновой симметрии [31], а однокаонные переходы запрещены кинематически. В результате для таких состояний адронная мода не доминирует по отношению к электромагнитной [28, 31].

По-видимому, ширина распада $2S$ -состояний превышает величину ΔM^S сверхтонкого расщепления, и поэтому для перехода $\Xi_{cc}(2S) \rightarrow \Xi_{cc}(1S)\pi$ квантовые числа J^P определить не удастся: он будет представлен одним широким пиком в распределении по массе.

Основываясь на приведенных оценках относительного выхода возбужденных барионов, можно оценить, сколько примерно дважды очарованных барионов являются продуктами распада возбужденных состояний Ξ_{cc}^* и Ω_{cc}^* . Полный выход Ξ_{cc}^{*++} , наблюдаемый экспериментом, можно оценить как

$$N_{\text{tot}} \sim N_{\text{direct}}(\Xi_{cc}^{*++}) + \quad (6)$$

$$+ \frac{1}{3}N(\Xi_{cc}^{*++} \rightarrow \Xi_{cc}^{*++}\pi^0) + \frac{2}{3}N(\Xi_{cc}^{*++} \rightarrow \Xi_{cc}^{*++}\pi^-) +$$

$$+ \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{2}N(\Omega_{cc}^{*+} \rightarrow \Xi_{cc}^{*++}K^-).$$

Здесь коэффициенты при $N(\Xi_{cc}^{*++} \rightarrow \Xi_{cc}^{*++}\pi^0)$ и $N(\Xi_{cc}^{*++} \rightarrow \Xi_{cc}^{*++}\pi^-)$ определяются изоспиновым счетом, а коэффициент при $N(\Omega_{cc}^{*+} \rightarrow \Xi_{cc}^{*++}K^-)$ определяется изоспиновым счетом и тем соображением, что около половины возбужденных состояний Ω_{cc}^{*+} могут лежать ниже порога $\Xi_{cc}^{*++}K^-$.

Предполагая, что возбужденные дикварки адронизируются, подхватывая легкий кварк в той же пропорции, что и невозбужденные: $u : d : s = 1 : 1 : 0.26$, — можно заключить, что из $N_{\text{tot}} \approx 300$ зарегистрированных Ξ_{cc}^{*++} примерно $\frac{2/3}{2.26} \times 300 \approx 90$ барионов являются результатом распада Ξ_{cc}^{*+} , порядка $\frac{2/3}{2.26} \times 300 \approx 45$ барионов являются результатом распада Ξ_{cc}^{*++} и около $\frac{0.26/4}{2.26} \times 300 \approx 10$ барионов являются результатом распада Ω_{cc}^{*+} .

4. ВОЗБУЖДЕННЫЕ ДВАЖДЫ ПРЕЛЕСТНЫЕ БАРИОНЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИХ ОБНАРУЖЕНИЯ

Следует отметить, что перспективы обнаружения даже основного состояния пока не очень ясны из-за очень низкого сечения рождения. Для рождения такого состояния необходимо произвести четыре прелестных кварка, что ведет к сильному подавлению из-за небольшого фазового объема при малых глюонных энергиях, а при больших энергиях в режиме фрагментации сечение по сравнению с рождением b -кварков будет подавлено примерно как $|R(0)|^2/m_b^3$. Усиления за счет двойного партонного рассеяния в таких процессах скорее всего нет. Тем не менее, возможность поиска таких состояний обсуждается. Так, следует отметить очень интересную работу [41], в которой рассматривается возможность обнаружения Ξ_{bb} с помощью регистрации B_c -мезонов, импульс которых не направлен в первичную вершину взаимодействия; они с большой долей вероятности являются продуктами распада Ξ_{bb} . Учитывая определенный интерес к проблеме регистрации Ξ_{bb} , в настоящей работе мы оцениваем относительный выход Ξ_{bb} с S - и P -волновыми возбуждениями дикварка.

Используя результаты значения масс и волновых функций, полученных в работах [26, 42], мы приводим наши оценки сечений относительных выходов для возбужденных состояний (см. табл. 2 и рис. 4). Как следует из наших оценок, выход метастабильных P -волновых состояний дважды прелестных барионов подавлен даже более, чем выход P -волновых состояний дважды очарованных барионов, и составляет около 2% от общего выхода всех дважды прелестных барионов. При этом вклад S -волновых состояний, а это около 60%, немного больше, чем вклад аналогичных состояний в выход дважды очарованных барионов, который составляет $\sim 50\%$.

Так как bb -дикварк более компактен, то, скорее всего, кварк-дикварковая модель должна описывать семейство дважды прелестных барионов более успешно, чем семейство дважды очарованных барионов из-за того, что поправки, связанные с размером дикварка, должны быть меньше [24].

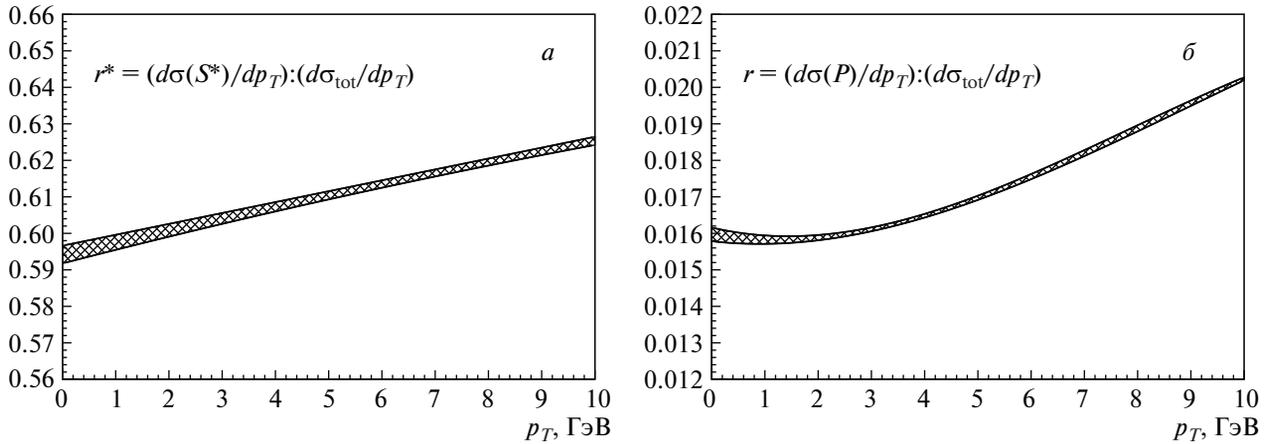


Рис. 4. Зависимость относительных выходов возбужденных состояний дважды прелестного дикварка от поперечного импульса для разных шкал при энергии протон-протонного взаимодействия $\sqrt{s} = 13$ ТэВ: (а) — S -волновые состояния, (б) — P -волновые состояния.

Таблица 2. Волновые функции и массы дважды прелестного дикварка [26, 42]; сечения и относительные выходы для различных состояний bb -дикварка

Состояние	Волновая функция	Масса дикварка	Относительный выход	Сечение
	$ R(0) , \text{ГэВ}^{3/2}$	$m, \text{ГэВ}$	$r^*, \%$	$\sigma, \text{пбн}$
$1S$	1.107	9.8	36–37	320–670
$2S$	0.969	10.0	24–25	210–450
$3S$	0.927	10.2	19–20	170–360
$4S$	0.906	10.3	17–18	150–320
	$ R'(0) , \text{ГэВ}^{5/2}$	$m, \text{ГэВ}$	$r, \%$	$\sigma, \text{пбн}$
$1P$	0.387	9.9	0.3	3–6
$2P$	0.484	10.1	0.4	4–8
$3P$	0.551	10.3	0.5	4–9
$4P$	0.605	10.4	0.5	4–9

Следует также отметить, что псевдостабильные барионы со скалярным P -волновым bb -дикварком должны быть еще более узкими, чем аналогичные состояния с cc -дикварком: их ширина должна быть примерно в m_b^2/m_c^2 раз более узкой, что подтверждается уравнением (5).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе оценены относительные выходы дважды очарованных и дважды прелестных барионов с возбужденным тяжелым дикварком. В обоих случаях возбуждения с S -волновым состоянием дикварка составляют около половины от общего выхода таких дважды тяжелых барионов,

а возбуждения с P -волновым состоянием дикварка составляют лишь проценты от общего выхода. Расчеты показывают, что поиск S -волновых возбуждений дважды очарованных барионов является вполне посильной задачей для эксперимента ЛНСб. Нахождение P -волновых состояний дважды очарованных барионов является гораздо более сложной задачей. Перспективы регистрации возбуждений Ξ_{bb} -барионов в экспериментах на ЛНС в настоящий момент остаются под вопросом.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-02-00154 А. Работа А.В. Бережного и И.Н. Белова поддержана фондом “Базис”, гранты № 17-12-244-1 и № 7-12-244-41.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. D. Ebert, R. N. Faustov, V. O. Galkin, A. P. Martynenko, and V. A. Saleev, *Z. Phys. C* **76**, 111 (1997).
2. В. В. Киселев, А. К. Лиходед, *УФН* **172**, 497 (2002) [*Phys. Usp.* **45**, 455 (2002)].
3. V. V. Kiselev and A. K. Likhoded, Comment on “First Observation of Doubly Charmed Baryon Ξ_{cc}^{++} ”, 2002.
4. R. N. Faustov and V. O. Galkin, *EPJ Web Conf.* **204**, 08001 (2019).
5. B. O. Kerbikov, M. I. Polikarpov, and L. V. Shevchenko, *Nucl. Phys. B* **331**, 19 (1990).
6. C. Albertus, E. Hernandez, J. Nieves, and J. M. Verde-Velasco, *Eur. Phys. J. A* **31**, 691 (2007).
7. C. Albertus, E. Hernandez, J. Nieves, and J. M. Verde-Velasco, *Eur. Phys. J. A* **32**, 183 (2007); *Eur. Phys. J. A* **36**, 119 (Erratum) (2008).
8. R. Roncaglia, D. B. Lichtenberg, and E. Predazzi, *Phys. Rev. D* **52**, 1722 (1995).
9. W. Roberts and Muslema Pervin, *Int. J. Mod. Phys. A* **23**, 2817 (2008).
10. T. Yoshida, E. Hiyama, A. Hosaka, M. Oka, and K. Sadato, *Phys. Rev. D* **92**, 114029 (2015).
11. C. H. Kom, A. Kulesza, and W. J. Stirling, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 082002 (2011).
12. S. P. Baranov, A. M. Snigirev, and N. P. Zotov, *Phys. Lett. B* **705**, 116 (2011).
13. A. V. Berezhnoy, A. K. Likhoded, A. V. Luchinsky, and A. A. Novoselov, *Phys. Rev. D* **86**, 034017 (2012).
14. A. V. Berezhnoy and A. K. Likhoded, *Int. J. Mod. Phys. A* **30**, 1550125 (2015).
15. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **119**, 112001 (2017).
16. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **121**, 162002 (2018).
17. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **121**, 052002 (2018).
18. A. V. Berezhnoy, I. N. Belov, and A. K. Likhoded, *Int. J. Mod. Phys. A* **34**, 1950038 (2019).
19. A. V. Berezhnoy, V. V. Kiselev, and A. K. Likhoded, *ЯФ* **59**, 909 (1996) [*Phys. At. Nucl.* **59**, 870 (1996)].
20. A. V. Berezhnoy, V. V. Kiselev, A. K. Likhoded, and A. I. Onishchenko, *Phys. Rev. D* **57**, 4385 (1998).
21. S. P. Baranov, *Phys. Rev. D* **54**, 3228 (1996).
22. S. P. Baranov, *Phys. Rev. D* **56**, 3046 (1997).
23. Chao-Hsi Chang, Cong-Feng Qiao, Jian-Xiong Wang, and Xing-Gang Wu, *Phys. Rev. D* **73**, 094022 (2006).
24. S. S. Gershtein, V. V. Kiselev, A. K. Likhoded, and A. I. Onishchenko, *Phys. Rev. D* **62**, 054021 (2000).
25. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), *Phys. Rev. D* **85**, 032008 (2012).
26. D. Ebert, R. N. Faustov, V. O. Galkin, and A. P. Martynenko, *Phys. Rev. D* **66**, 014008 (2002).
27. S. Dulat, T. J. Hou, J. Gao, M. Guzzi, J. Huston, P. Nadolsky, J. Pumplin, C. Schmidt, D. Stump, and C. P. Yuan, *EPJ Web Conf.* **120**, 07003 (2016).
28. Wu-Sheng Dai, Xin-Heng Guo, Hong-Ying Jin, and Xue-Qian Li, *Phys. Rev. D* **62**, 114026 (2000).
29. Qi-Fang Lu, Kai-Lei Wang, Li-Ye Xiao, and Xian-Hui Zhong, *Phys. Rev. D* **96**, 114006 (2017).
30. Li-Ye Xiao, Kai-Lei Wang, Qi-Fang Lü, Xian-Hui Zhong, and Shi-Lin Zhu, *Phys. Rev. D* **96**, 094005 (2017).
31. Yong-Liang Ma and Masayasu Harada, arXiv: 1709.09746 [hep-ph].
32. Yong-Liang Ma and Masayasu Harada, *Phys. Lett. B* **748**, 463 (2015).
33. Li-Ye Xiao, Qi-Fang Lü, and Shi-Lin Zhu, *Phys. Rev. D* **97**, 074005 (2018).
34. T. Mehen, *Phys. Rev. D* **96**, 094028 (2017).
35. J. Hu and T. Mehen, *Phys. Rev. D* **73**, 054003 (2006).
36. B. Eakins and W. Roberts, *Int. J. Mod. Phys. A* **27**, 1250153 (2012).
37. С. С. Герштейн, В. В. Киселев, А. К. Лиходед, А. И. Онищенко, *ЯФ* **63**, 334 (2000) [*Phys. At. Nucl.* **63**, 274 (2000)].
38. N. Brambilla, A. Vairo, and T. Rosch, *Phys. Rev. D* **72**, 034021 (2005).
39. S. Fleming and T. Mehen, *Phys. Rev. D* **73**, 034502 (2006).
40. В. В. Киселев, А. В. Бережной, А. К. Лиходед, *ЯФ* **81**, 356 (2018) [*Phys. At. Nucl.* **81**, 369 (2018)].
41. T. Gershon and A. Poluektov, *JHEP* **1901**, 019 (2019).
42. V. O. Galkin (2020), Private communications.

THE PRODUCTION OF EXCITED STATES OF DOUBLY HEAVY BARYONS AT THE LARGE HADRON COLLIDER

A. V. Berezhnoy¹⁾, I. N. Belov²⁾, A. K. Likhoded³⁾

¹⁾ *M.V. Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow, Russia*

²⁾ *Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

³⁾ *NRC “Kurchatov Institute”, Protvino, Russia*

The yield of excited states of doubly heavy baryons under the conditions of experiments at the LHC is estimated the framework of the diquark model. The prospects for observation of these states are discussed.

ЭЛЕМЕНТАРНЫЕ ЧАСТИЦЫ И ПОЛЯ

ЭКСПЕРИМЕНТ Baikal-GVD

© 2020 г. А. В. Аврорин¹⁾, А. Д. Аврорин¹⁾, В. М. Айнутдинов¹⁾, Р. Баннаш⁹⁾, З. Бардачова⁷⁾, И. А. Белолоптиков²⁾, В. Б. Бруданин²⁾, Н. М. Буднев³⁾, А. Р. Гафаров³⁾, К. В. Голубков¹⁾, Н. С. Горшков²⁾, Т. И. Гресь³⁾, Р. Дворницкий^{2),7)}, Г. В. Домогацкий¹⁾, А. А. Дорошенко¹⁾, Ж.-А. М. Джилкибаев¹⁾, В. Я. Дик²⁾, А. Н. Дячок³⁾, Д. Н. Заборов¹⁾, Р. А. Иванов²⁾, М. С. Катулин²⁾, К. Г. Кебкал⁹⁾, О. Г. Кебкал⁹⁾, В. А. Кожин⁴⁾, М. М. Колбин²⁾, К. В. Конищев²⁾, А. В. Коробченко²⁾, А. П. Кошечкин¹⁾, М. В. Круглов²⁾, М. К. Крюков¹⁾, В. Ф. Кулепов⁵⁾, М. Б. Миленин¹⁾, Р. А. Миргазов³⁾, В. Назари²⁾, Д. В. Наумов²⁾, **А. И. Панфилов¹⁾**, Д. П. Петухов¹⁾, Е. Н. Плисковский²⁾, М. И. Розанов⁶⁾, В. Д. Рушай²⁾, Е. В. Рябов³⁾, Г. Б. Сафронов^{1)*}, Ф. Шимкович^{2),7),8)}, А. В. Скурихин⁴⁾, А. Г. Соловьев²⁾, М. Н. Сороковиков²⁾, И. Штекл⁸⁾, О. В. Суворова¹⁾, Е. О. Сушенок²⁾, В. А. Таболенко³⁾, Б. А. Таращанский³⁾, Л. Файт⁸⁾, С. В. Фиалковский⁵⁾, Е. В. Храмов²⁾, Б. А. Шайбонов²⁾, М. Д. Шелепов¹⁾, Е. Эцкерова⁷⁾, С. А. Яковлев⁹⁾

Поступила в редакцию 07.05.2020 г.; после доработки 16.07.2020 г.; принята к публикации 16.07.2020 г.

Baikal-GVD — это глубоководный детектор нейтрино кубокилометрового масштаба. Он спроектирован для детектирования астрофизических нейтрино с энергиями до 100 ПэВ. Развертывание установки началось весной 2015 г. С апреля 2020 г. телескоп включает в себя семь кластеров, каждый из которых состоит из восьми струн, несущих суммарно 288 оптических модулей, расположенных на глубинах от 750 до 1275 м. К концу первой фазы создания детектора, в 2024 г., планируется развернуть 15 кластеров, что позволит достигнуть эффективного объема для детектирования каскадов высоких энергий в 0.75 км³. В работе представлены устройство и статус установки Baikal-GVD, а также избранные результаты анализа данных.

DOI: 10.31857/S0044002720060045

1. ВВЕДЕНИЕ

Разместить фотодетекторы в естественных водоемах для регистрации нейтрино высоких энергий было предложено в 1960 г. М.А. Марковым [1]. В этой методике черенковское излучение продуктов взаимодействия нейтрино регистрируется в разре-

женных детекторах с чувствительными объемами масштабов кубического километра. Такие установки могут быть использованы для широкого круга исследований с природными потоками нейтрино в диапазоне энергий 10^{10} – $\sim 10^{17}$ эВ, однако их основное назначение — исследование потока астрофизических нейтрино с энергиями от ~ 100 ТэВ до ~ 100 ПэВ и выше. В настоящее время функционируют три крупномасштабных нейтринных телескопа — это ANTARES в Средиземном море, IceCube в Антарктическом ледяном щите на Южном полюсе и Baikal-GVD в озере Байкал, кроме того, ведутся работы по созданию нейтринного телескопа KM3NeT в Средиземном море. IceCube является первым нейтринным телескопом с геометрическим объемом порядка 1 км³, на котором в течение 2011–2013 гг. были зарегистрированы первые события от диффузного потока нейтрино астрофизической природы [2]. В данных IceCube за 7.5 лет наблюдений выделено 60 астрофизических нейтрино с энергией выше 60 ТэВ с вершиной взаимодействия во внутреннем объеме установки [3],

¹⁾ Институт ядерных исследований РАН, Москва, Россия.

²⁾ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия.

³⁾ Иркутский государственный университет, Иркутск, Россия.

⁴⁾ Институт ядерной физики им. Д.В. Скобельцына МГУ, Москва, Россия.

⁵⁾ Нижегородский государственный технический университет, Нижний Новгород, Россия.

⁶⁾ Санкт-Петербургский государственный морской технический университет, Санкт-Петербург, Россия.

⁷⁾ Comenius University, Bratislava, Slovakia.

⁸⁾ Czech Technical University in Prague, Prague, Czech Republic.

⁹⁾ EvoLogics GmbH, Berlin, Germany.

*E-mail: grigorybs@gmail.com

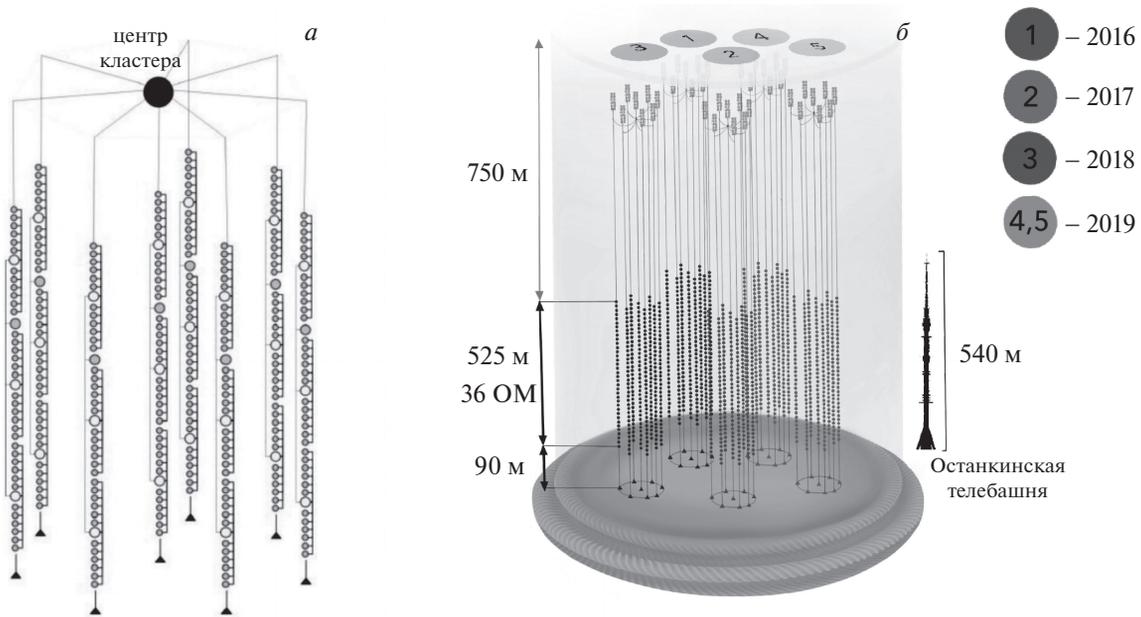


Рис. 1. Схематический вид кластера Baikal-GVD (а) и общий вид детектора в 2019 г. (б). Указаны основные размеры, справа показана очередность развертки кластеров.

однако достоверные указания на источники генерации этих нейтрино пока отсутствуют. Важным этапом в понимании происхождения астрофизических нейтрино является регистрация IceCube события, ассоциированного с блазаром TXS0506+056 на уровне 3σ [4]. Крупнейшим нейтринным телескопом в Северном полушарии в настоящее время является Baikal-GVD, набор событий от нейтрино высоких энергий в его данных в совокупности с данными IceCube позволит приблизиться к пониманию источников и процессов генерации астрофизических нейтрино.

Работы по созданию нейтринного телескопа на озере Байкал начались в 1980 г. В середине 1990-х гг. последовательно на детекторах НТ-36 и НТ-96, включающих 36 и 96 фотодетекторов соответственно, были зарегистрированы первые в мире подводные нейтрино [5, 6]. Работы по созданию телескопа кубокилометрового масштаба Baikal-GVD начались в 2011 г., и в 2015 г. был запущен в эксплуатацию первый демонстрационный кластер телескопа — «Дубна». В 2019 г. установка включала пять кластеров, несущих 1440 оптических модулей, а в зимней экспедиции 2020 г. были успешно установлены шестой и седьмой кластеры, в результате суммарное количество оптических модулей составило 2016. В этой работе представлены устройство и статус установки Baikal-GVD, а также избранные результаты анализа данных.

2. ДЕТЕКТОР Baikal-GVD

Телескоп расположен в южной части озера Байкал рядом с платформой 106 км Кругобайкаль-

ской железной дороги на расстоянии 3.6 км от берега. Глубина озера в этом районе постоянна и составляет 1366–1367 м. Каждый год в течение примерно 8 недель на озере устанавливается стабильный ледовый покров толщиной до 1 м, который выдерживает тяжелую технику. В это время проводится устранение неисправностей и сборка новых структурных единиц телескопа — кластеров. В течение остального времени года на телескопе ведется набор данных. Каждый кластер состоит из восьми гирлянд, несущих суммарно 288 фотодетекторов (рис. 1). Диаметр кластера составляет 120 м, а расстояние между центрами кластеров примерно 300 м. Гирлянда — это стальной трос с закрепленными на нем фотодетекторами и управляющей электроникой. Гирлянда прикреплена к системе поплавков на глубине 30 м и жестко закреплена на дне озера якорем. 36 фотодетекторов расположены на глубинах от 750 до 1275 м с шагом 15 м. Чувствительный элемент детектора — оптический модуль (ОМ) — это герметичная стеклянная сфера, включающая в себя фотоумножитель (ФЭУ) Hamamatsu R7081-100 с полусферическим фотокатодом диаметром 10 дюймов и квантовой чувствительностью 0.35, управляющую и считывающую электронику, а также набор датчиков, таких как акселерометр, инклинометр, компас, датчики давления и температуры. Кроме того, в состав ОМ входят два светодиода для временной калибровки оптических модулей. Каждая гирлянда несет 36 ОМ, которые объединены в секции по 12 ОМ в каждой. Оцифровка данных каждой секции осуществляется в центральном модуле секции (ЦМ)

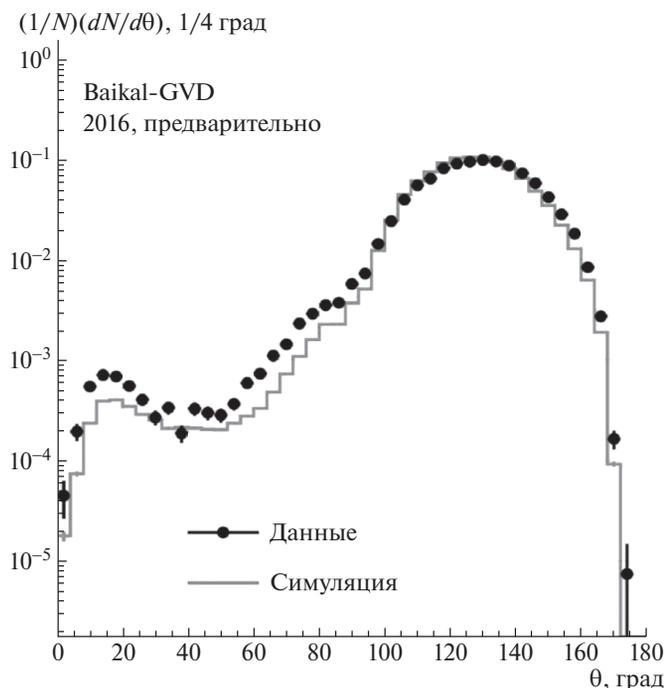


Рис. 2. Угловое распределение восстановленных атмосферных мюонов. Представлено сравнение данных с предсказаниями Монте-Карло для 2016 г. Поток мюонов в Монте-Карло получен программой для симуляции широких атмосферных ливней CORSIKA [9], в симуляции детектора учтены реальные условия функционирования в 2016 г. Угол 0° соответствует направлению вектора скорости мюона вертикально вверх (из-под земли). Продемонстрировано хорошее согласие МК и экспериментальных данных в области от $90^\circ < \theta < 180^\circ$.

с шагом 5 нс. В случае, если сигнал на соседних ОМ внутри секции составляет около 5 фотозлектронов (ф.э.) и 1.5 ф.э. в пределах 100 нс, то ЦМ отправляет сигнал запроса в модуль управления кластером (центр кластера) на выработку триггерного сигнала, после чего с каждого ЦМ внутри кластера считывается 5 мкс данных вокруг времени прихода триггерного сигнала. От центра кластера в береговой центр проложен гибридный оптоэлектрический кабель, обеспечивающий питание, передачу данных и синхронизацию кластеров. Характерный уровень темпа счета одного кластера составляет 100 Гц, что соответствует примерно 50 Гб данных в день. Сформированные события от отдельных секций поступают в береговой центр, после чего передаются по радиоканалу шириной 250 Мб/с в Байкальск, откуда по протоколам ethernet поступают на вычислительную ферму в ОИЯИ. В ОИЯИ осуществляются централизованная первичная обработка и долговременное хранение данных.

Восстановление координат и направлений мюо-

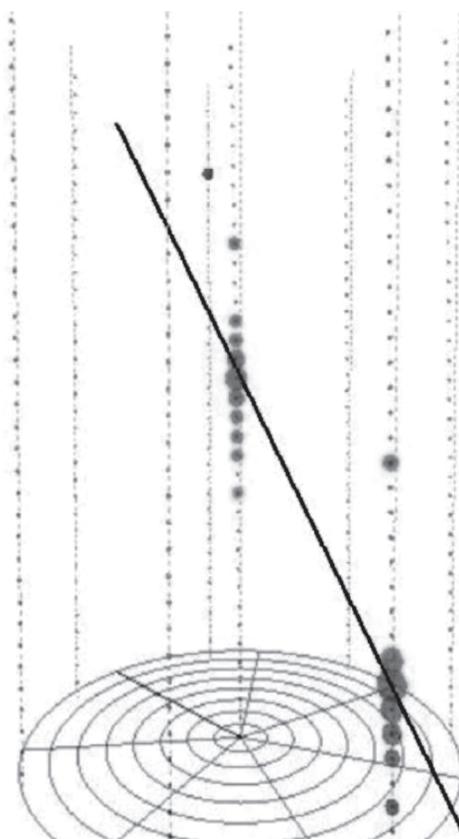


Рис. 3. Кандидат в мюонное событие от нейтрино снизу в четвертом кластере, зарегистрированное 21 мая 2019 г. Показаны оптические модули, импульсы которых были использованы для восстановления траектории мюона, и результат восстановления. Размер кругов пропорционален десятичному логарифму заряда, выделившегося в ФЭУ. Восстановленный трек направлен под углом $\sim 18^\circ$ к вертикали.

нов и ливней требует знания положения оптических модулей с точностью 10–20 см. Основными факторами, влияющими на положения ОМ, являются течения глубинных вод озера. Средняя скорость этих течений составляет порядка 0.5 см/с, однако в редких случаях наблюдались значения до 3 см/с. В случае наиболее интенсивных перемещений водных потоков отклонение ОМ от вертикали на глубинах порядка 800 м может достигать 50 м. Позиционирование ОМ осуществляется системой акустических маяков, закрепленных на каждой гирлянде на глубинах 736, 928, 1093 и 1275 м. С интервалом 1–6 мин осуществляется перекрестный акустический опрос маяков, и по времени распространения сигнала между ними определяется положение каждого из маяков. С помощью кусочно-линейной интерполяции вычисляется расположение каждого из оптических модулей. Процедура определения координат осуществляется в режиме реального времени. Средняя точность позиционирования ОМ

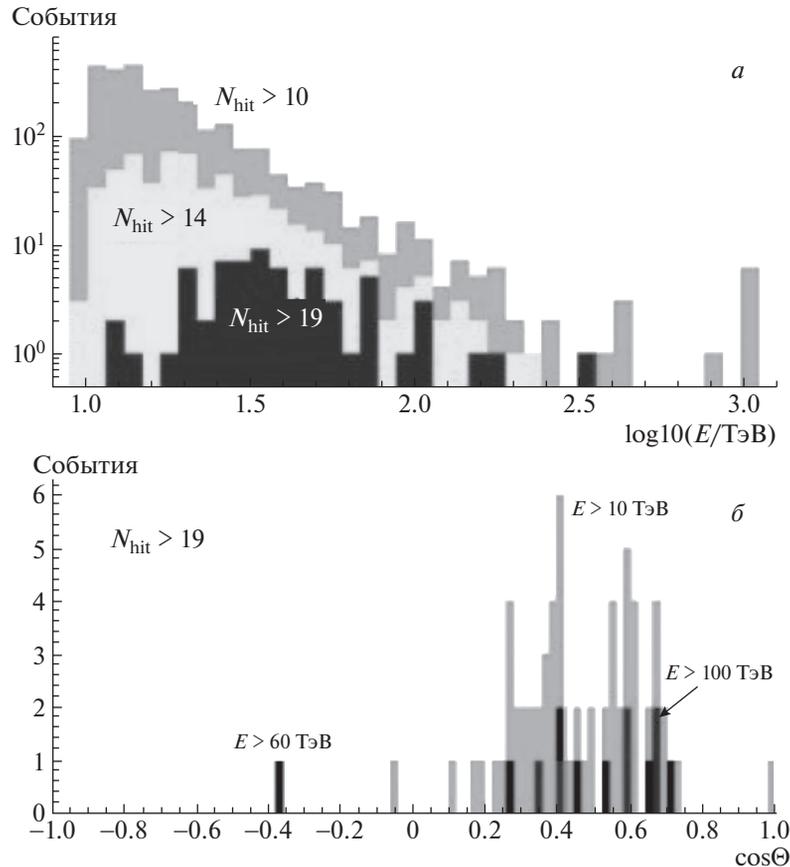


Рис. 4. Распределения по энергии (а) и по углу (б) для каскадных событий с числом сработавших ОМ > 19 в данных 2016–2019 гг.

составляет 12 ± 6 см [7] при диаметре фотокатода ФЭУ ~ 25 см.

Для восстановления событий в телескопе необходимо привязать отклик всех каналов к единой временной шкале. Задача временной калибровки ОМ в пределах одной секции решается с использованием калибровочных светодиодов, установленных в каждом ОМ. Для калибровки между секциями и гирляндами используется система матриц светодиодов, сигнал от которых распространяется до 100 м. Для межкластерной временной калибровки в детекторе установлена система лазеров, разработанных специально для эксперимента, каждый лазер генерирует вспышки длиной 1 нс, мощностью 0.37 мДж. Точность временной калибровки составляет около 2.5 нс [8].

2.1. Конфигурация телескопа в 2020 г.

В 2019 г. телескоп работал в составе пяти кластеров (рис. 1). В период зимней экспедиции 2020 г. было успешно установлено два новых кластера телескопа — шестой и седьмой, проложены два новых донных кабеля в береговой центр. Таким образом, установка включает 2016 каналов, а ее

эффективный объем достиг 0.35 км^3 в задаче регистрации ливней высоких энергий, что составляет около 0.9 эффективного объема IceCube для событий с вершиной взаимодействия во внутреннем объеме установки [3]. Кроме того, установлены четыре новых калибровочных лазерных источника света. В результате в составе телескопа функционируют пять калибровочных лазерных источников, размещенных на трех технологических гирляндах. На двух из трех гирлянд закреплено по два лазерных источника на расстоянии 180 м. Расположение каждой из технологических гирлянд обеспечивает засветку трех соседних кластеров.

В рамках развития проекта Baikal-GVD установлена экспериментальная гирлянда с одной секцией ОМ. Передача данных с мастерного модуля осуществляется напрямую в береговой центр по оптоволокну с шириной канала 1 Гбит/с. На экспериментальной гирлянде исследуются возможности построения гибкой триггерной системы, ориентированной на конкретные физические задачи, что возможно за счет увеличения производительности процессора и объема памяти платы АЦП центрального модуля.

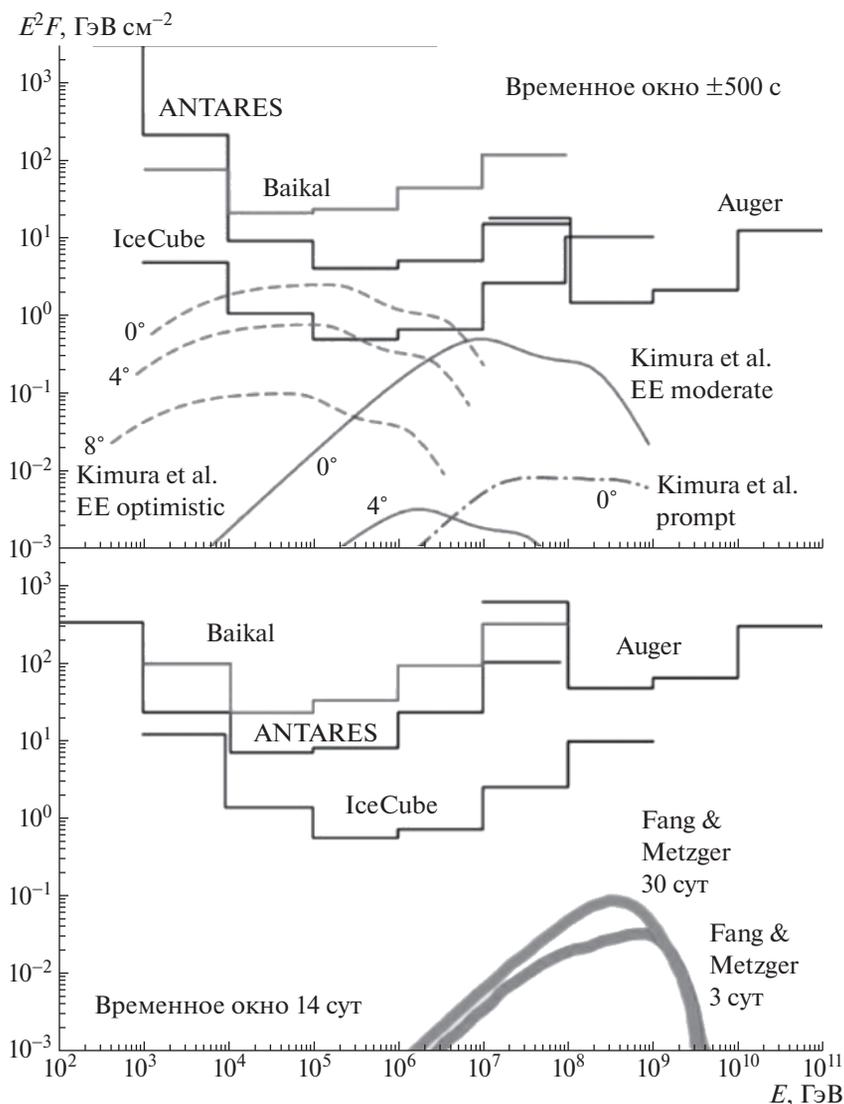


Рис. 5. Ограничения на поток нейтрино от события GW170817.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Взаимодействия нейтрино вблизи детектора сопровождаются либо образованием ливня заряженных частиц (от электрона, ядра отдачи или электронных и адронных мод распада τ -лептона), либо мюона. Ливень выглядит как интенсивный точечный источник света внутри или вблизи детектора, тогда как трек мюона является протяженным источником черенковского излучения. В настоящее время анализ данных Baikal-GVD ведется для отдельных кластеров по мере их установки. Перед восстановлением событий для каждого кластера проводится калибровка времени отклика и величины регистрируемого сигнала каждого ОМ, измеряется уровень шумов.

Восстановление мюонов осуществляется с помощью минимизации комбинации суммы квадра-

тов отклонений времени регистрации импульсов от ожидаемых и суммы произведений заряда на расстояние от ОМ до трека. Угловое разрешение для мюонов зависит от зенитного угла, траектории и энергии. В случае регистрации мюона одним кластером угловое разрешение составляет 1.2° . Ожидаемое угловое разрешение при регистрации с помощью нескольких кластеров составляет 0.5° . На рис. 2 приводится угловое распределение атмосферных мюонов, зарегистрированных одним кластером телескопа в течение 2016 г. В качестве мюонных отобраны события, содержащие не менее шести сработавших ОМ на трех и более гирляндах. События от атмосферных мюонов, реконструированные как события из-под горизонта, составляют фон по отношению к потоку мюонов от нейтрино из нижней полусферы. Для выделения нейтрино

необходимо подавить фон от атмосферных мюонов в $\sim 10^5$ – 10^6 раз. Для этого восстанавливаются параметры качества трека, к которым применяется набор критериев отбора. На рис. 3 показан кандидат в событие от нейтрино, отобранное с помощью предварительных критериев в данных 2019 г.

Эффективный объем установки для регистрации ливней высоких энергий в 2019 г. составлял 0.25 км^3 , а с 2020 г. составил 0.35 км^3 . В соответствии с характеристиками потока астрофизических нейтрино, полученных IceCube [10], ожидается ~ 0.6 астрофизических нейтрино в год в ливневом канале на один кластер. С целью поиска высокоэнергетичных ливневых событий были обработаны данные 2015, 2016, 2018 и 2019 гг., суммарная экспозиция в пересчете на один кластер для данных 2016–2019 гг. составила 1364 сут. Ливни восстанавливались с помощью метода максимального правдоподобия, в котором учтены ожидаемые времена генерации импульсов и величина сигнала ФЭУ для сработавших ОМ. Точность восстановления направления ливней для энергии 100 ТэВ составляет около 4° . Точность восстановления энергии $\delta E/E \sim 30\%$ для энергии 100 ТэВ. В качестве кандидатов в ливневые события от нейтрино были выделены события с энергией выше 100 ТэВ и числом сработавших ОМ больше 19. Найдено шесть таких событий в данных 2016–2019 гг. и одно событие в данных 2015 г. Кроме того, в 2019 г. было найдено восходящее событие с числом хитов >19 и энергией 71 ТэВ (рис. 4).

17 августа 2017 г. детекторами гравитационных волн LIGO и VIRGO был зарегистрирован сигнал GW170817. Вслед за гравитационной волной установками FERMI и INTEGRAL была зарегистрирована гамма-вспышка, а спустя 11 ч наземными телескопами была зарегистрирована оптическая вспышка [11]. Это событие было ассоциировано со слиянием нейтронных звезд в галактике NGC 4993. Установки ANTARES, IceCube, обсерватория Pierre Auger и детектор Super-Kamiokande осуществили поиск нейтрино, ассоциированных с этим событием [12, 13]. В Baikal-GVD поиск нейтрино от GW170817 был произведен в ливневом канале [14]. В 2017 г. Baikal-GVD состоял из двух кластеров. В момент события галактика NGC 4993 была примерно на уровне горизонта (зенитный угол 93.3°). Как и в [12, 13], поиск осуществлялся во временных окнах $\pm 500 \text{ с}$ и $\pm 14 \text{ сут}$ от события, чтобы учесть все модели образования нейтрино. Требования на количество сработавших ОМ были ослаблены, однако событий в направлении NGC 4993 зарегистрировано не было. Было установлено ограничение на поток на уровне 90% CL в предположении спектра E^{-2} и одинакового потока всех типов нейтрино (рис. 5).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Телескоп Baikal-GVD с апреля 2020 г. функционирует в составе семи кластеров. В настоящее время эффективный объем телескопа для регистрации ливней высоких энергий составляет 0.35 км^3 . В данных телескопа предыдущих лет ведется поиск нейтрино в мюонном и ливневом каналах. Разработана предварительная методика восстановления мюонов и подавления фонов от атмосферных мюонов. В ливневом канале найдено восемь кандидатов в нейтрино высоких энергий. Установлены ограничения на поток нейтрино от слияния нейтронных звезд для события GW170817.

Данная работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 20-02-00400, грант № 9-29-11029) и при поддержке гранта для молодых ученых ОИЯИ (№ 20-202-09).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M. A. Markov, in *Proceedings of the 1960 Annual International Conference on High-Energy Physics, Rochester, 1960*, Ed. by E. C. G. Sudarshan, J. H. Tinlot, and A. C. Melissinos.
2. IceCube Collab. (M. G. Aartsen *et al.*), *Science* **342**, 1242856 (2013).
3. IceCube Collab. (M. G. Aartsen *et al.*), in *Proceedings of the Very Large Volume Neutrino Telescopes (VLVnT-2018)*, J. Stachurska for the IceCube Collaboration, EPJ Web Conf. **207**, 02005 (2019).
4. The IceCube Collab. *et al.*, *Science* **361**, eaat1378 (2018).
5. Baikal Collab. (I. A. Belolaptikov *et al.*), *Astropart. Phys.* **7**, 263 (1997).
6. Baikal Collab. (V. A. Balkanov *et al.*), in *Proceedings of the 25th ICRC, Durban, South Africa, 1997*, astro-ph/9705244v1.
7. Baikal Collab. (A. D. Avrorin *et al.*), in *Proceedings of the 36th ICRC, Madison, USA*, PoS(ICRC2019) 1012.
8. Baikal Collab. (A. D. Avrorin *et al.*), in *Proceedings of the 36th ICRC, Madison, USA*, PoS(ICRC2019) 878.
9. D. Heck, J. Knapp, J. N. Capdevielle, G. Schatz, and T. Thouw, FZKA 6019 (Forschungszentrum Karlsruhe, 1998).
10. IceCube Collab., in *Proceedings of the 36th ICRC, Madison, USA*, PoS(ICRC2019) 1004.
11. LIGO Scientific Collab. *et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **848**, L12 (2017).

12. ANTARES, IceCube, The Pierre Auger, LIGO Scientific, and Virgo Collabs., *Astrophys. J. Lett.* **850**, L35 (2017).
13. A. Abe *et al.* (Super-Kamiokande Collab.), *Astro-* phys. J. Lett. **857**, 1 (2018).
14. Baikal Collab. (A. D. Avrorin *et al.*), *JETP Lett.* **108**, 787 (2018).

THE Baikal-GVD EXPERIMENT

A. V. Avrorin¹⁾, A. D. Avrorin¹⁾, V. M. Aynutdinov¹⁾, R. Bannasch⁹⁾, Z. Bardacova⁷⁾, I. A. Belolaptikov²⁾, V. B. Brudanin²⁾, N. M. Budnev³⁾, A. R. Gafarov³⁾, K. V. Golubkov¹⁾, N. S. Gorshkov²⁾, T. I. Gres³⁾, R. Dvornicky^{2),7)}, G. V. Domogatsky¹⁾, A. A. Doroshenko¹⁾, Zh.-A. M. Dzhilkibaev¹⁾, V. Ya. Dik²⁾, A. N. Dyachok³⁾, E. Eckerova⁷⁾, D. N. Zaborov¹⁾, R. A. Ivanov²⁾, M. S. Katulin²⁾, K. G. Kebkal⁹⁾, O. G. Kebkal⁹⁾, V. A. Kozhin⁴⁾, M. M. Kolbin²⁾, K. V. Konishev²⁾, A. V. Korobchenko²⁾, A. P. Koshechkin¹⁾, M. V. Kruglov²⁾, M. K. Krjukov¹⁾, V. F. Kulepov⁵⁾, M. B. Milenin¹⁾, R. A. Mirgazov³⁾, V. Nazari²⁾, D. V. Naumov²⁾, A. I. Panfilov¹⁾, D. P. Petukhov¹⁾, E. N. Pliskovsky²⁾, M. I. Rozanov⁶⁾, V. D. Rushay²⁾, E. V. Rjabov³⁾, G. B. Safronov¹⁾, F. Simkovic^{2),7),8)}, A. V. Skurikhin⁴⁾, A. G. Solovjev²⁾, M. N. Sorokovikov²⁾, I. Stekl⁸⁾, O. V. Suvorova¹⁾, E. O. Sushenok²⁾, V. A. Tabolenko³⁾, B. A. Taraschansky³⁾, L. Fajt⁸⁾, S. V. Fialkovsky⁵⁾, E. V. Khramov²⁾, B. A. Shaibonov²⁾, M. D. Shelepov¹⁾, and S. A. Yakovlyev⁹⁾

¹⁾ *Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

²⁾ *Joint Institute for Nuclear Research, Dubna, Russia*

³⁾ *Irkutsk State University, Irkutsk, Russia*

⁴⁾ *Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

⁵⁾ *Nizhny Novgorod State Technical University, Nizhny Novgorod, Russia*

⁶⁾ *Saint-Petersburg State Marine Technical University, Saint-Petersburg, Russia*

⁷⁾ *Comenius University, Bratislava, Slovakia*

⁸⁾ *Czech Technical University in Prague, Prague, Czech Republic*

⁹⁾ *EvoLogics GmbH, Berlin, Germany*

Baikal-GVD is a cubic-kilometer scale deep-underwater neutrino detector. It is designed to detect astrophysics neutrino with energies up to 100 PeV. Detector deployment began in spring 2015. Since April 2020 detector includes 7 clusters each consisting of 8 strings carrying 288 optical modules in total located at depths from 750 to 1275 m. By the end of the first phase of detector construction in 2024 it is planned to deploy 15 clusters reaching effective volume for high-energy cascade detection of 0.75 km³. In this report we present design and status of Baikal-GVD detector and selected data analysis results.

ВЫДЕЛЕНИЕ ПРОЦЕССА $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ ПО ВРЕМЕНИ В КАЛОРИМЕТРЕ

© 2020 г. М. Н. Ачасов^{1),2)}, А. Ю. Барняков¹⁾, А. А. Байков^{1),2)}, К. И. Белобородов^{1),2)},
А. В. Бердюгин^{1),2)}, А. Г. Богданчиков¹⁾, А. А. Ботов¹⁾, В. Б. Голубев¹⁾,
Т. В. Димова^{1),2)}, В. П. Дружинин^{1),2)}, В. Н. Жабин¹⁾, В. В. Жуланов^{1),2)},
Л. В. Кардапольцев^{1),2)}, Д. П. Коврижин¹⁾, А. А. Король^{1),2)}, А. С. Купич¹⁾,
К. А. Мартин¹⁾, Н. А. Мельникова¹⁾, Н. Ю. Мучной^{1),2)}, А. Е. Образовский¹⁾,
Е. В. Пахтусова¹⁾, К. В. Пугачев^{1),2)}, Я. С. Савченко^{1),2)}, С. И. Середняков^{1),2)*},
З. К. Силагадзе^{1),2)}, И. К. Сурин¹⁾, Ю. В. Усов¹⁾, А. Г. Харламов^{1),2)}, Д. А. Штоль¹⁾

Поступила в редакцию 13.04.2020 г.; после доработки 13.04.2020 г.; принята к публикации 13.04.2020 г.

В эксперименте с детектором Снд на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2000 для выделения событий процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ измерялось время запаздывания сигнала от нерелятивистских антинейтронов в каждом счетчике многоканального калориметра на 1640 кристаллах NaI(Tl). Временное разрешение для событий процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ составляет 0.8 нс. Измеренный временной спектр запаздываний сигнала от антинейтронов в калориметре при энергии в с.ц.м. 1902 МэВ согласуется с расчетом.

DOI: 10.31857/S004400272006001X

I. ВВЕДЕНИЕ

Нуклоны (нейтрон и протон) составляют основу вещества, и их свойства, в частности внутренняя структура, всегда были предметом экспериментального и теоретического исследования. Электромагнитная структура нуклонов описывается формфакторами и измеряется при взаимодействии виртуального фотона с нуклоном. Для протона электромагнитные формфакторы измерены достаточно подробно, но для нейтрона экспериментальные данные пока недостаточны. В особенности это относится к формфакторам во времениподобной области, которые могут измеряться в процессе $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ [1, 2]. Выделению нейтрон-антинейтронных событий вблизи порога их рождения по времени в калориметре детектора Снд посвящена работа.

II. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Эксперимент по изучению процесса

$$e^+e^- \rightarrow n\bar{n} \quad (1)$$

проводился на коллайдере ВЭПП-2000 [3] с детектором Снд [4] в интервале энергии вблизи порога этого процесса $E = 1.8-2.0$ ГэВ. Главной частью детектора Снд является сферический электромагнитный калориметр на основе 1640 кристаллов NaI(Tl), который использовался в настоящей работе как детектор событий $n\bar{n}$. Основным сигналом дают антинейтроны, которые аннигилируют с энергосодержанием в калориметре около 1 ГэВ. Их скорость вблизи порога порядка $0.1 c$ (c — скорость света), и сигнал в калориметре задержан, например, по сравнению с сигналом от фотонов в реакции $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ на 5–10 нс в зависимости от точки аннигиляции антинейтрона в калориметре. Эта задержка используется для выделения процесса (1). Для измерения времени была модернизирована электроника калориметра [5]. Сигнал с фотоприемника интегрируется с постоянной времени $\simeq 0.5$ мкс и оцифровывается параллельным аналого-цифровым преобразователем (flash ADC) с тактовой частотой 36 МГц (утроенная частота обращения пучка в коллайдере). При обработке оцифрованного сигнала вычисляется его амплитуда и время задержки относительно сигналов от калибровочного процесса $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$.

III. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

При отборе событий $n\bar{n}$ требуется отсутствие заряженных частиц, большое энергосодержание в

¹⁾Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия.

²⁾Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия.

*E-mail: S. I. Serednyakov@inp.nsk.su

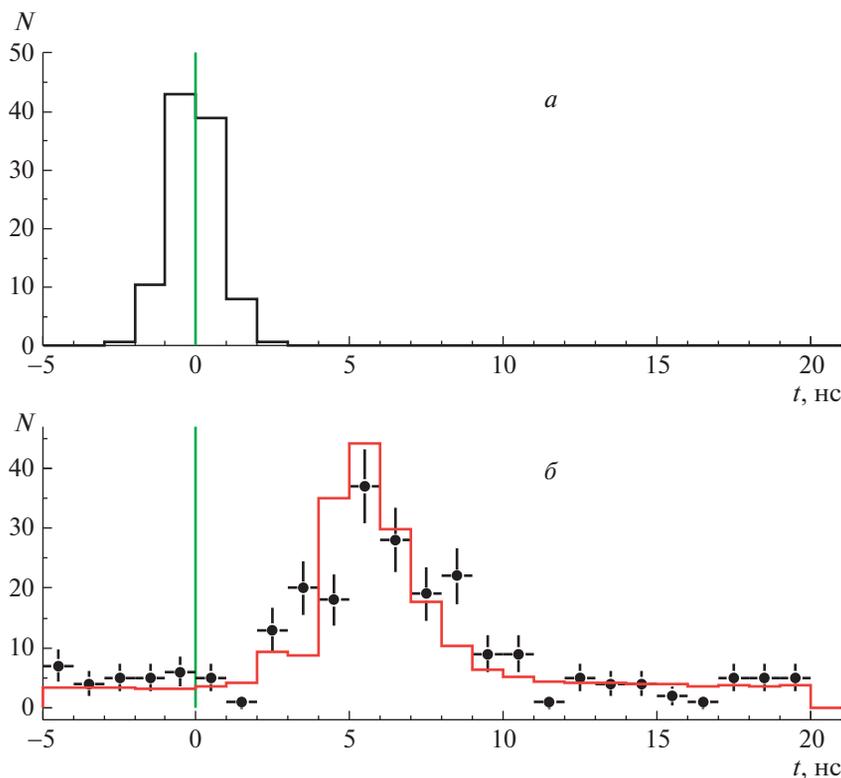


Рис. 1. Результаты испытаний системы измерения времени: *a* — временной спектр событий процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, вертикальная линия соответствует нулевой отметке времени относительно калибровочных событий процесса упругого рассеяния $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$; *б* — временной спектр отобранных событий процесса $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$, точки с ошибками — эксперимент, гистограмма — моделирование.

калориметре, большой нескомпенсированный импульс, измеренный в калориметре, и условия, подавляющие космический фон. Применение этих условий отбора позволяет уменьшить число $n\bar{n}$ -кандидатов, среди которых, кроме событий $n\bar{n}$, присутствуют пучковый и космический фоны, до ~ 100 соб./пбн⁻¹.

Временное разрешение калориметра измерялось на событиях процесса $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ (рис. 1*a*) и составило 0.8 нс. Время события определялось усреднением измеренного времени с кристаллов выделением. Временное распределение для кандидатов в $n\bar{n}$ -события при энергии 1902 МэВ показано на рис. 1*б*. События, распределенные по времени равномерно, являются космическим фоном. Сигнал от $n\bar{n}$ -событий виден справа от нуля в диапазоне до 10 нс. Ширина распределения объясняется разбросом точек аннигиляции вдоль трека антинейтрона: от вакуумной камеры (радиус 2 см) до третьего слоя калориметра (радиус 60 см). Для сравнения на рис. 1*б* показано расчетное распределение [6], которое удовлетворительно согласуется с измеренным.

Всего в гистограмме на рис. 1*б* найдено $N = 124 \pm 12$ $n\bar{n}$ -событий. Сечение процесса (1) вы-

числяется по формуле:

$$\sigma_{nn} = N/[\varepsilon L(1 + \delta)], \quad (2)$$

где $L = 1.8$ пбн⁻¹ — светимость, $\varepsilon \simeq 0.18$ — эффективность регистрации, $1 + \delta \simeq 0.8$ — радиационная поправка. Вычисленное по формуле (2) сечение равно 0.5 нбн и не противоречит предыдущим измерениям [1, 2, 7].

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В эксперименте на e^+e^- -коллайдере ВЭПП-2000 с детектором СНД выделялся процесс $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ по временной задержке сигнала с калориметра. Для измерения времени в каждый канал калориметра СНД был установлен flash ADC, оцифровывающий форму импульса. Временная задержка определялась при обработке этого импульса. Временное разрешение событий, измеренное по процессу $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, составило 0.8 нс. Применение этой техники позволило уверенно выделить $n\bar{n}$ -события, задержанные на 5–10 нс относительно событий $\gamma\gamma$. Метод может применяться для идентификации медленных частиц (π, K^\pm, K_L, p), рождающихся в e^+e^- -аннигиляции на ВЭПП-2000.

Настоящая работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 18-02-00147А.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. Antonelli *et al.* (FENICE Collab.), Nucl. Phys. B **517**, 3 (1998).
2. M. N. Achasov *et al.* (SND Collab.), Phys. Rev. D **90**, 112007 (2014).
3. P. Yu. Shatunov *et al.*, Phys. Part. Nucl. Lett. **13**, 995 (2016).
4. M. N. Achasov, D. E. Berkaev, A. G. Bogdanchikov, D. A. Bukin, I. A. Koop, A. A. Korol, S. V. Koshuba, D. P. Kovrizhin, A. V. Otboev, E. A. Perevedentsev, Yu. A. Rogovsky, A. L. Romanov, P. Yu. Shatunov, Yu. M. Shatunov, D. B. Shwartz, A. A. Varkovich, and I. M. Zemlyansky, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **598**, 31 (2009); V. M. Aulchenko, A. G. Bogdanchikov, D. A. Bukin, T. V. Dimova, V. P. Druzhinin, P. V. Filatov, V. B. Golubev, A. G. Kharlamov, A. A. Korol, S. V. Koshuba, A. E. Obrazovsky, E. V. Pakhtusova, V. M. Popov, S. I. Serednyakov, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **598**, 102 (2009); A. Yu. Barnyakov, M. Yu. Barnyakov, K. I. Beloborodov, V. S. Bobrovnikov, A. R. Buzykaev, A. F. Danilyuk, V. B. Golubev, V. L. Kirillov, A. A. Kononov, E. A. Kravchenko, A. P. Onuchin, K. A. Martin, S. I. Serednyakov, and V. M. Vesenev, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **598**, 163 (2009); V. M. Aulchenko, A. G. Bogdanchikov, A. A. Botov, D. A. Bukin, M. A. Bukin, E. A. Chekushkin, T. V. Dimova, V. P. Druzhinin, A. A. Korol, S. V. Koshuba, A. I. Tekutiev, and Yu. V. Usov, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **598**, 340 (2009).
5. M. N. Achasov, V. M. Aulchenko, A. G. Bogdanchikov, V. P. Druzhinin, V. B. Golubev, A. A. Korol, S. V. Koshuba, D. P. Kovrizhin, S. I. Serednyakov, I. K. Surin, A. I. Tekutiev, and Yu. V. Usov, JINST **10**, T06002 (2015).
6. S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce, M. Asai, D. Axen, S. Banerjee, G. Berrand, F. Behner, L. Bellagamba, J. Boudreau, L. Broglia, A. Brunengo, H. Burkhardt, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A **506**, 250 (2003); J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, H. Araujo, P. Arce Dubois, M. Asai, G. Berrand, R. Capra, S. Chauvie, R. Chytrasek, G. A. P. Cirrone, G. Cooperman, G. Cosmo, G. Guttone, G. G. Daquino, M. Donszelmann, *et al.*, IEEE Trans. Nucl. Science **53**, 270 (2006).
7. V. P. Druzhinin and S. I. Serednyakov, EPJ Web Conf. **212**, 07007 (2019), <https://doi.org/10.1051/epjconf/201921207007>

SELECTION OF THE $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ PROCESS USING TIME MEASUREMENTS IN THE CALORIMETER

M. N. Achasov^{1),2)}, A. Yu. Barnyakov¹⁾, A. A. Baykov^{1),2)}, K. I. Beloborodov^{1),2)},
A. V. Berdyugin^{1),2)}, A. G. Bogdanchikov¹⁾, A. A. Botov¹⁾, V. B. Golubev¹⁾, T. V. Dimova^{1),2)},
V. P. Druzhinin^{1),2)}, V. N. Zhabin¹⁾, V. V. Zhulanov^{1),2)}, L. V. Kardapoltsev^{1),2)},
D. P. Kovrizhin¹⁾, A. A. Korol^{1),2)}, A. S. Kupich¹⁾, K. A. Martin¹⁾, N. A. Melnikova¹⁾,
N. Yu. Muchnoi^{1),2)}, A. E. Obrazovsky¹⁾, E. V. Pakhtusova¹⁾, K. V. Pugachev^{1),2)},
Ya. S. Savchenko^{1),2)}, S. I. Serednyakov^{1),2)}, Z. K. Silagadze^{1),2)}, I. K. Surin¹⁾, Yu. V. Usov¹⁾,
A. G. Kharlamov^{1),2)}, D. A. Shtol¹⁾

¹⁾*Budker Institute of Nuclear Physics, Siberian Branch of the Russian Academy of Sciences,
Novosibirsk, Russia*

²⁾*Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia*

In experiment with the SND detector at the VEPP-2000 e^+e^- collider to select events of the $e^+e^- \rightarrow n\bar{n}$ process the signal delay time from nonrelativistic antineutrons has been measured in each channel of the NaI(Tl) 1640 crystals calorimeter. The time resolution for events of $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ reaction is 0.8 ns. The measured antineutrons delay time spectrum at the collider c.m. energy 1902 MeV is in agreement with expectations.

ПРОЕКТ СУПЕР ЧАРМ-ТАУ ФАБРИКИ

© 2020 г. Д. А. Епифанов^{1),2)}*
(от имени коллаборации СЧТФ)

Поступила в редакцию 22.05.2020 г.; после доработки 22.05.2020 г.; принята к публикации 22.05.2020 г.

Обсуждается проект создания Супер Чарм-Тау фабрики, предложенный в Институте ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН в Новосибирске. Электрон-позитронный коллайдер с проектной светимостью $10^{35} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, работающий в диапазоне энергий от 2 до 6 ГэВ в системе центра масс пучков, и современный детектор элементарных частиц в месте встречи e^+e^- -пучков позволят на новом уровне точности изучить физику чармония, экзотических чармониеподобных состояний, очарованных мезонов и барионов, τ -лептона, а также рождение легких адронов в реакциях e^+e^- -аннигиляции и двухфотонных процессах. Продольная поляризация пучка электронов в месте встречи обеспечит ряд конкурентных преимуществ Супер Чарм-Тау фабрики по сравнению с Супер В-фабриками, такими как Belle II и LHCb.

DOI: 10.31857/S0044002720060136

1. ВВЕДЕНИЕ

В Институте ядерной физики (ИЯФ) СО РАН предложен проект по созданию Супер Чарм-Тау Фабрики (СЧТФ) [1]. Проектная светимость фабрики, $10^{35} \text{ см}^{-2}\text{с}^{-1}$, позволит в десятки раз увеличить объем экспериментальной информации, набранной в области энергий в системе центра масс (с.ц.м.) e^+e^- -пучков от 2 до 6 ГэВ предыдущими экспериментами BES III, CLEO-c [2].

В таблице 1 приведен список энергий в с.ц.м. (указаны также резонансы), при которых планируется вести набор статистики, интегралы светимости в каждой точке по энергии за все время работы СЧТФ, и физические задачи. Полная интегральная светимость за все время работы СЧТФ, 10 абн^{-1} , соответствует приблизительно 2×10^{10} τ -лептонов, 10^{10} D -мезонов и 5×10^{12} J/ψ -мезонов.

Физическая программа исследований на СЧТФ включает в себя всестороннее изучение физики чармониев, экзотических чармониеподобных состояний, очарованных мезонов и барионов, τ -лептона, двухфотонной физики. На новом уровне точности будет изучено нарушение CP -симметрии в распадах D -мезонов и τ -лептонов, а также несохранение лептонного числа в распадах τ -лептонов. Одной из основных задач СЧТФ является поиск

эффектов, которые не объясняются в рамках Стандартной модели, поиск так называемой Новой физики. Работы на СЧТФ будут не только конкурировать, но и дополнять исследования, которые проводятся на Большом адронном коллайдере в ЦЕРН, а также на Супер В-фабрике Belle II [3].

Для реализации высокой светимости e^+e^- -коллайдера СЧТФ планируется применить недавно открытую схему столкновения пучков, Crab Waist, которая позволяет без существенного увеличения интенсивности пучков, размеров установки или уменьшения длины сгустка, поднять светимость на один-два порядка за счет существенного уменьшения вертикальной бета-функции в месте встречи и ослабления влияния эффектов встречи [4]. Также существенной особенностью коллайдера СЧТФ является продольно поляризованный пучок электронов, позволяющий провести ряд уникальных измерений в распадах частиц с ненулевым спином [5]. Для выполнения физической программы СЧТФ разрабатывается также универсальный магнитный детектор (УМД) [1]: с высоким координатным и импульсным/энергетическим разрешением для заряженных частиц/фотонов; с рекордными параметрами системы идентификации частиц (разделение π^\pm и K^\pm в диапазоне импульсов (0.6–2.5) ГэВ/с на уровне достоверности $\geq 3\sigma$, хорошее разделение μ^\pm и π^\pm вплоть до импульсов 1.2 ГэВ/с); с системой сбора данных, считывающей данные с малым мертвым временем вплоть до загрузок 300–400 кГц; с триггером, обладающим высокой эффективностью к сигнальным событиям

¹⁾Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия.

²⁾Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия.

*E-mail: epifanov@inp.nsk.su

Таблица 1. Список энергий в с.д.м., при которых будет набираться статистика, интегралы светимости в каждой точке по энергии за все время работы СЧТФ и физические задачи

E , ГэВ	L , абн $^{-1}$		
3.097	3.0	J/ψ	Спектроскопия состояний из легких кварков, редкие распады
3.554	0.5	порог $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	Прецизионное измерение распадов τ -лептонов
3.686	1.5	$\psi(2S)$	Спектроскопия состояний из легких кварков, спектроскопия чармония
3.770	3.0	$\psi(3770)$	Исследование свойств D -мезонов
4.170	1.0	$\psi(4160)$	Исследование свойств D_s -мезонов
4.650	1.0	максимум $\sigma(e^+e^- \rightarrow \Lambda_c^+\Lambda_c^-)$	Исследование свойств Λ_c -барионов

и высоким уровнем подавления фона при высоких нагрузках.

2. ФИЗИЧЕСКАЯ ПРОГРАММА

Контуры физической программы экспериментов на СЧТФ изложены в работе [1]. В настоящее время создан программный пакет для моделирования физических процессов и отклика детектора. С помощью него ведется более детальная проработка физической программы экспериментов на СЧТФ с учетом особенностей реального детектора, а также поляризации электронного пучка в месте встречи.

2.1. Физика τ -лептона

Самая большая в мире статистика τ -лептонов, набранная e^+e^- В-фабриками, Belle [6] и BABAR [7], а также LHCb [8], знаменует собой новую эпоху в прецизионной проверке Стандартной модели (СМ) в распадах τ -лептона. В этих экспериментах был достигнут заметный прогресс в изучении основных свойств τ -лептона, а именно: впервые в мире измерены параметры Мишеля ξ и $\bar{\eta}$ в радиационных лептонных распадах τ , с лучшей в мире точностью измерено время жизни τ -лептона, с высокой точностью измерена масса τ -лептона, измерение отношений констант связи электрона, мюона и τ -лептона позволило на новом уровне точности проверить лептонную универсальность СМ, получены наилучшие ограничения на величину электрического дипольного момента τ -лептона, а также на относительные вероятности распадов τ -лептона с нарушением лептонного числа [9].

В СМ переносчиком заряженного слабого взаимодействия является векторный W -бозон, который взаимодействует с фундаментальными фермионами с левой киральностью. Это обуславливает так называемую V-A Лоренц-структуру слабого заряженного тока, которая постулируется в СМ. Существуют два основных класса распадов τ -лептона: лептонные распады (в которых

промежуточный W -бозон распадается в лептоны $W^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell$, $\ell, \ell' = e, \mu$), $\tau^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell \nu_\tau$, $\tau^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell \nu_\tau \gamma$, $\tau^- \rightarrow \ell^- \ell'^+ \ell'^- \bar{\nu}_\ell \nu_\tau$, и адронные распады, в которых W^- -бозон³⁾ распадается на кварк-антикварковую пару $d\bar{u}$ (Кабиббо-разрешенные распады) или $s\bar{u}$ (Кабиббо-подавленные распады). Адронные распады τ предоставляют уникальные возможности для изучения КХД при низких энергиях [10], в то время как лептонные распады τ являются единственными распадами, в которых электрослабые константы связи могут быть исследованы без неопределенностей, связанных с эффектами сильного взаимодействия [11]. Это делает их идеальным средством для изучения Лоренц-структуры слабого заряженного тока. В случае, когда нейтрино и спин заряженного лептона в конечном состоянии не детектируются, предсказываемый энергетический спектр лептона в распаде $\tau^- \rightarrow \ell^- \bar{\nu}_\ell \nu_\tau$ параметризуется четырьмя параметрами Мишеля (ρ, η, ξ и δ) [11]:

$$\frac{d\Gamma(\tau^\mp)}{dx d\Omega_\ell} = \frac{4G_F^2 m_\tau E_{\max}^4}{(2\pi)^4} \sqrt{x^2 - x_0^2} \left(x(1-x) + \frac{2}{9}\rho(4x^2 - 3x - x_0^2) + \eta x_0(1-x) \mp \frac{1}{3}P_\tau \cos\theta_\ell \xi \sqrt{x^2 - x_0^2} \left[1-x + \frac{2}{3}\delta(4x - 4 + \sqrt{1-x_0^2}) \right] \right),$$

$$x = E_\ell/E_{\max}, \quad E_{\max} = m_\tau(1 + m_\ell^2/m_\tau^2)/2,$$

$$x_0 = m_\ell/E_{\max},$$

где P_τ — степень поляризации τ -лептона, Ω_ℓ — телесный угол конечного лептона и θ_ℓ — угол между вектором поляризации τ -лептона и импульсом конечного лептона в системе покоя τ . Параметры Мишеля являются экспериментально измеряемыми билинейными комбинациями обобщенных

³⁾Зарядовосопряженные распады подразумеваются везде в статье, если не указано иное.

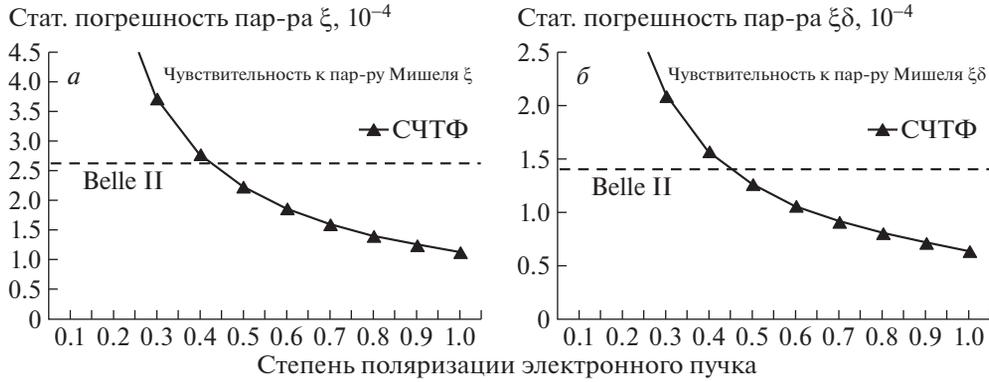


Рис. 1. Зависимость статистических погрешностей параметров Мишеля (ξ — a , $\xi\delta$ — b) от степени поляризации электронного пучка на СЧТФ (черные треугольники), штриховые линии — ожидаемые величины параметров в эксперименте Belle II.

констант связи заряженного слабого взаимодействия, и в СМ принимают значения: $\rho = 3/4$, $\eta = 0$, $\xi = 1$ и $\delta = 3/4$. Для измерения параметров ξ и δ необходимо знать направление вектора поляризации (спина) τ -лептона. В экспериментах на e^+e^- -коллайдерах с неполяризованными пучками (таких как Belle/Belle II, BABAR) средняя поляризация одного τ -лептона равна нулю и для измерения параметров ξ и δ приходится использовать корреляцию между спинами τ^+ и τ^- в реакции $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$. При этом анализируются совместные распределения продуктов распадов обоих, сигнального и тагирующего, τ -лептонов в многомерном фазовом пространстве реакции [12].

СЧТФ с поляризованным электронным пучком позволяет производить τ -лептоны с ненулевой средней поляризацией, это существенно упрощает измерение физических величин, зависящих от поляризации τ -лептона. Было проведено изучение чувствительности СЧТФ к параметрам Мишеля в зависимости от степени поляризации пучка электронов по сравнению с чувствительностью эксперимента Belle II [13]. Несмотря на то, что ожидаемая статистика на Belle II (46 миллиардов $\tau^+\tau^-$ -пар) приблизительно в 2.2 раза больше ожидаемой статистики τ -лептонов на СЧТФ (21 миллиард $\tau^+\tau^-$ -пар), чувствительность к параметрам Мишеля ρ и η на СЧТФ в полтора раза выше, а чувствительность к параметрам ξ и $\xi\delta$ на СЧТФ становится выше при поляризации электронного пучка $\mathcal{P}_e > 0.5$, см. рис. 1. Ненулевая средняя поляризация одного τ -лептона на СЧТФ позволяет также провести более детальный модельно-независимый поиск нарушения CP -симметрии в адронных распадах τ . Следует отметить, что измерение динамики хорошо изученных адронных распадов $\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$ и $\tau^- \rightarrow \pi^- \pi^0 \nu_\tau$ позволит с высокой точностью (не хуже 10^{-3}) мониторировать степень поляризации электронного пучка в широком диапазоне энергий в с.ц.м. от порога рождения пары $\tau^+\tau^-$ до 6 ГэВ.

2.2. Физика чармония и очарованных адронов

За все время работы СЧТФ в e^+e^- -столкновениях ниже порога рождения $D\bar{D}$ можно будет произвести 5×10^{12} J/ψ - и 5×10^{11} $\psi(2S)$ -мезонов. В радиационных распадах J/ψ и $\psi(2S)$ может быть получено по 10^{11} χ_{cJ} - и η_c -мезонов. По 4×10^8 h_c - и $\eta_c(2S)$ -мезонов может быть произведено в распадах $\psi(2S) \rightarrow h_c \pi^0$ и $\psi(2S) \rightarrow \eta_c(2S) \gamma$. Такая статистика позволяет провести систематическое изучение свойств низколежащих состояний чармония (их масс, полных и лептонных ширин, а также вероятностей переходов между различными состояниями). Поляризацию электронного пучка в этой области энергий в с.ц.м. можно будет мониторировать с точностью не хуже 10^{-3} , анализируя динамику распадов $J/\psi, \psi(2S) \rightarrow [\Lambda \rightarrow p \pi^-][\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p} \pi^+]$ [14]. На СЧТФ более детально можно будет изучить свойства большого числа экзотических чармониеподобных состояний.

СЧТФ позволит произвести 10^{10} пар заряженных и нейтральных D -мезонов, а также 10^9 пар D_s -мезонов. Эти числа не превышают статистику D -мезонов, набранную на В-фабриках в области $\Upsilon(4S)$ -резонанса, однако кинематические и квантово-механические особенности D -мезонов, рождающихся на СЧТФ вблизи порога $D\bar{D}$, в ряде случаев позволяют получать более точные результаты. В частности, вблизи порога $D\bar{D}$ нет сопутствующих адронов и можно реконструировать нейтрино по недостающей массе при изучении лептонных и полулептонных распадов, также применим метод двойного мечения, который позволяет уменьшить уровень фона и измерить абсолютные вероятности распадов D -мезонов с высокой точностью. Когерентность начального $D\bar{D}$ -состояния используется для изучения смешивания состояний D^0 и \bar{D}^0 , поиска нарушения CP -симметрии, измерения сильных фаз и вероятностей распадов D -мезонов

в состоянии с определенной CP -четностью. Параметры $D^0-\bar{D}^0$ -смешивания на СЧТФ могут быть определены с лучшей точностью, чем на Belle II.

Поиск нарушения CP -симметрии в распадах D -мезонов является одной из основных задач на СЧТФ. В распадах очарованных адронов SM предсказывает CP -асимметрию на уровне $\lesssim 10^{-3}$. Недавно в эксперименте на LHCb было открыто нарушение CP -симметрии в распадах D^0 -мезонов, не противоречащее предсказаниям SM [15]. СЧТФ позволит измерить CP -асимметрию с точностью не хуже 10^{-3} для различных механизмов CP -нарушения.

3. ДЕТЕКТОР И УСКОРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС

Трековая система УМД состоит из двух частей, внутренний трекер для регистрации заряженных частиц с малыми импульсами (<100 МэВ/с) и дрейфовая камера (ДК). Рассматриваются несколько вариантов внутреннего трекера: четырехслойный кремниевый полосковый детектор, цилиндрический детектор на основе газовых электронных умножителей и время-проекционная камера. Ожидаемый физический фон вблизи области столкновения пучков (упругое электрон-позитронное рассеяние, двухфотонные реакции) диктует выбор трекера. Разработаны также два проекта дрейфовой камеры. В первом проекте предлагается ДК с шестиугольной ячейкой размерами (6.3–7.5) мм, она состоит из 41 слоя проволочек, объединенных в 10 суперслоев с чередующимися аксиальными и стереослоями. В этой ДК около 11000 сигнальных и 29000 полевых проволочек, ожидаемое импульсное разрешение $\sigma_{p_{\perp}}/p_{\perp} \approx 0.4\%$ при $p_{\perp} = 1$ ГэВ/с, а разрешение по величине ионизационных потерь $\sigma_{dE/dx}/dE/dx \approx 6.9\%$ [16]. В другом варианте разрабатывается сверхлегкая ДК с прямоугольной ячейкой размерами 7.2×9.3 мм², 64-мя стереослоями с полным числом сверхтонких проволочек около 10^5 [17]. Различные опции системы идентификации: детектор черенковских колец на основе многослойного фокусирующего аэрогеля (ФАРИЧ), детекторы черенковских колец с полным внутренним отражением, детекторы времени распространения и координаты черенковского света, пороговые черенковские счетчики. В качестве основного варианта рассматривается ФАРИЧ, моделирование отклика этого детектора и успешные тесты его прототипа на пучке продемонстрировали возможность достичь с ФАРИЧ довольно жестких проектных параметров [18]. Одной из главных подсистем УМД является электромагнитный калориметр, который служит

для измерения энергии и координат гамма-квантов в широком диапазоне энергий от 10 МэВ до 3 ГэВ, идентификации заряженных частиц и выработки триггерного сигнала с детектора. Для достижения высокого энергетического и временного разрешения, а также для уменьшения шумов наложения, которые становятся существенными на установках со сверхвысокой светимостью, был предложен калориметр полного поглощения на основе сцинтилляционных кристаллов чистого CsI (с коротким временем высвечивания около 30 нс). Счетчик калориметра состоит из кристалла чистого CsI, пластины со спектросмещающим люминофором NOL-9, четырех кремниевых лавинных фотодиодов Hamamatsu APD S8664-55, прикрепленных к торцам пластины, и зарядочувствительного предусилителя. В настоящее время создан прототип калориметра из 16-ти счетчиков, ведутся работы по калибровке счетчиков прототипа с помощью космических частиц, планируется изучение энергетического разрешения прототипа на пучке фотонов в ИЯФ СО РАН [19]. Основной задачей мюонной системы является разделение мюонов и адронов в УМД. Мюоны идентифицируются по длине пробега в поглотителе, которым служит стальное ярмо магнитной системы детектора. Счетчики мюонной системы располагаются в зазорах стального ярма магнита, они сгруппированы в 9 регистрирующих слоев в баррельной части и 8 слоев в торцевой. Счетчик мюонной системы представляет из себя полосу из сцинтилляционной пластмассы с продольной бороздой, в которую вклеено спектросмещающее оптическое волокно. Переизлученный в волокне свет регистрируется с двух концов полосы кремниевыми фотоумножителями. Моделирование отклика такой мюонной системы показало, что ее пространственное разрешение, около 4 см, определяется процессом многократного рассеяния заряженной частицы в ярме магнитной системы УМД [20].

Концепция коллайдера СЧТФ была предложена в 2006 г. [1], его основные характеристики представлены в работе [21]. В 2019 г. проект ускорительного комплекса был усовершенствован [22], периметр каждого накопительного кольца уменьшился до 476 м, угол встречи пучков 60 мрад, проектная светимость установки при энергии в с.ц.м. $2E = 6$ ГэВ достигает 2.8×10^{35} см⁻²с⁻¹. Важной особенностью коллайдера СЧТФ является продольно поляризованный электронный пучок в месте встречи. В работе [23] показано, что в схеме коллайдера с тремя “сибирскими змейками” можно получить поляризацию электронного пучка около 90% при низких энергиях, а при максимальной энергии $2E = 6$ ГэВ поляризация будет все еще достаточно высокой, около 50%.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Яркая и многосторонняя программа исследований на СЧТФ, ряд ее конкурентных преимуществ по сравнению с существующими проектами по изучению флейворной физики, такими как Belle II и LHCb, позволят стать СЧТФ одним из ключевых элементов ландшафта современной экспериментальной физики высоких энергий. В 2011 г. СЧТФ была одобрена Правительством Российской Федерации как один из шести ведущих российских проектов класса мега-сайенс. Ведущие международные исследовательские центры по физике элементарных частиц, такие как ЦЕРН, КЕК, ИНФН, ИДА выразили заинтересованность и готовность участвовать в проекте. В 2017 г. этот проект был включен в план реализации первой фазы Стратегии научно-технологического развития России. А в 2019 г. обновленный и расширенный концептуальный проект СЧТФ был повторно направлен на рассмотрение в Правительство России. Также тезисы проекта СЧТФ были представлены в Европейской стратегии в области физики элементарных частиц. Сформирована международная коллаборация, ведется более детальная проработка физической программы экспериментов на СЧТФ, в нескольких центрах проводятся научно-исследовательские и опытно-конструкторские работы по подсистемам детектора и ускорительного комплекса. Сформирован международный консультативный комитет, проведены три международных рабочих совещания по развитию проекта СЧТФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. V. Anashin *et al.*, *Super Charm-Tau Factory Conceptual Design Report, part I* (physics program, detector) (BINP, Novosibirsk, 2018).
2. X. Zhou (BESIII Collab.), PoS (FPCP2017), 002 (2017); C. M. Tarbert (CLEO Collab.), Nuovo Cimento C **33**, 229 (2010).
3. E. Kou *et al.* (Belle-II Collab.), PTEP **2019**, 123C01 (2019).
4. P. Raimondi, *The 2nd Workshop on SuperB Factory, LNF-INFN, Frascati, March 2006*.
5. Ya. S. Derbenev, A. M. Kondratenko, and A. N. Skrinsky, Preprint BINP 2-70, Novosibirsk (1970).
6. A. Abashian *et al.* (Belle Collab.), Nucl. Instrum. Methods A **479**, 117 (2002).
7. B. Aubert *et al.* (BaBar Collab.), Nucl. Instrum. Methods A **479**, 1 (2002).
8. A. A. Alves *et al.* (LHCb Collab.), JINST **3**, S08005 (2008).
9. A. J. Bevan *et al.* (BaBar and Belle Collabs.), Eur. Phys. J. C **74**, 3026 (2014).
10. A. Pich, Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **15**, 453 (1998).
11. W. Fetscher and H. J. Gerber, Adv. Ser. Direct. High Energy Phys. **14**, 657 (1995).
12. D. Epifanov (Belle Collab.), Nucl. Part. Phys. Proc. **287-288**, 7 (2017).
13. D. Epifanov, *Joint Workshop on Future Charm-Tau Factory, 24–28 Sept. 2019, Moscow*.
14. A. Bondar, A. Grabovsky, A. Reznichenko, A. Rudenko, and V. Vorobyev, JHEP **20**, 076 (2020).
15. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), Phys. Rev. Lett. **122**, 211803 (2019).
16. K. Todyshev, *Joint Workshop on Future Charm-Tau Factory, 24–28 Sept. 2019, Moscow*.
17. F. Grancagnolo, *CREMLIN WP7, Super C-Tau Factory Workshop, 26–27 May 2018, Novosibirsk*.
18. A. Barnyakov, M. Barnyakov, V. Bobrovnikov, A. Buzykaev, V. Gulevich, A. Danilyuk, S. Kononov, E. Kravchenko, I. Kuyanov, S. Lopatin, A. Onuchin, I. Ovtin, N. Podgornov, V. Porosev, A. Predein, and R. Protsenko, Nucl. Instrum. Meth. A **766**, 235 (2014).
19. E. Prokhorova, EPJ Web Conf. **212**, 01007 (2019).
20. T. Ugllov, EPJ Web Conf. **212**, 01010 (2019).
21. P. Piminov, Phys. Part. Nucl. Lett. **15**, 732 (2018).
22. A. Bogomyagkov, *Joint Workshop on Future Charm-Tau Factory, 24–28 Sept. 2019, Moscow*.
23. I. Koop, *Joint Workshop on Future Charm-Tau Factory, 24–28 Sept. 2019, Moscow*.

A PROJECT OF THE SUPER CHARM-TAU FACTORY

D. Epifanov^{1),2)}¹⁾Budker Institute of Nuclear Physics, Novosibirsk, Russia²⁾Novosibirsk State University, Russia

We discuss a project of the Super Charm-Tau factory suggested in Budker Institute of Nuclear Physics in Novosibirsk. An electron-positron collider with the luminosity of $10^{35} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, operating in the center-of-mass energy range from 2 to 6 GeV, and modern particle detector at the e^+e^- interaction point allow one to study on the new level of precision physics of charmonium, exotic charmoniumlike states, charmed mesons and baryons, τ lepton, as well as the production of light hadrons in the reactions of e^+e^- annihilation and two-photon processes. Longitudinally polarized electron beam at the interaction point provides a number of competitive advantages of the Super Charm-Tau factory in comparison with the Super B factories, like Belle II and LHCb.

НАБЛЮДЕНИЕ НЕОБЫЧНОЙ ДЛИННОЙ КОМПОНЕНТЫ В ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНТНОМ СИГНАЛЕ ДВУХФАЗНОГО ДЕТЕКТОРА В АРГОНЕ

© 2020 г. А. Бондарь^{1),2)}, Е. Борисова^{1),2)}, А. Бузулуцков^{1),2)*},
В. Олейников^{1),2)}, А. Соколов^{1),2)}, Е. Фролов^{1),2)**}

Поступила в редакцию 26.04.2020 г.; после доработки 26.04.2020 г.; принята к публикации 26.04.2020 г.

Пропорциональная электролюминесценция (ЭЛ) в благородных газах используется в двухфазных детекторах по поиску темной материи для регистрации ионизационных сигналов в газовой фазе, вызванных рассеянием частицы в жидкой фазе (S2-сигналы). В настоящей работе были систематически изучены временные характеристики ЭЛ сигналов в двухфазном аргоновом детекторе как в широком диапазоне удельных электрических полей, от 3 до 9 Тд, так и для различных способов оптического считывания в разных спектральных диапазонах: используя криогенные ФЭУ и Si-ФЭУ, со сместителем спектра и без него, в вакуумном ультрафиолете и видимом диапазоне. При этом наблюдались как быстрая, так и медленные компоненты сигналов. В настоящей работе описывается наблюдение необычной длинной компоненты S2-сигнала с постоянной времени около 40 мкс. Особенностями этой компоненты является то, что ее постоянная времени увеличивается с ростом электрического поля, и то, что она не может быть объяснена известными механизмами сцинтилляций. Мы также показали, что быстрая компонента может быть использована для измерения толщины ЭЛ зазора с суб-мм точностью. Полученные результаты могут иметь практические применения в эксперименте DarkSide по поиску темной материи.

DOI: 10.31857/S0044002720060070

1. ВВЕДЕНИЕ

Двухфазные детекторы с электролюминесцентным (ЭЛ) зазором в Ar или Xe актуальны для прямых поисков частиц темной материи [1–3]. В этих детекторах регистрируются первичная сцинтилляция (S1-сигнал) и первичная ионизация (S2-сигнал), образованные при взаимодействии частицы с жидкой мишенью. S2-сигнал регистрируется при помощи эффекта пропорциональной электролюминесценции (вторичной сцинтилляции) [4, 5] в ЭЛ зазоре, расположенном непосредственно над поверхностью жидкости.

Понимание формы S2-сигналов необходимо для корректного анализа и интерпретации данных. Это особенно важно для поиска ВИМПов малой массы на основе анализа событий типа “S2 only”, где используются только S2-сигналы [6]. Есть несколько мотиваций для детального изучения формы S2-сигналов в широком диапазоне электрических полей:

- Для определения правильных границ интегрирования по времени при вычислении полной амплитуды S2-сигнала.
- По размытию S2-сигнала, связанному с диффузией первичной ионизации в жидкости, можно измерить z -координату события [7].
- Длительность S2-сигнала соответствует времени дрейфа через ЭЛ зазор, что может быть использовано для измерения толщины ЭЛ зазора и мониторинга уровня жидкости и возможного прогибания электродов.
- Как дополнительный способ изучения механизмов ЭЛ.

В нашей лаборатории было разработано несколько версий двухфазного детектора для изучения механизмов ЭЛ в чистом аргоне [8, 9] и в аргоне с добавкой азота [5, 10]: со считыванием матрицей Si-ФЭУ напрямую [11] или с использованием комбинированного умножителя ТГЭУ/Si-ФЭУ-матрица [11–13]. Также были проведены измерения ионизационных выходов в жидком аргоне [14]. В настоящей работе мы использовали

¹⁾Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия.

²⁾Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия.

*E-mail: A.F.Buzulutskov@inp.nsk.su

**E-mail: geffdroid@gmail.com

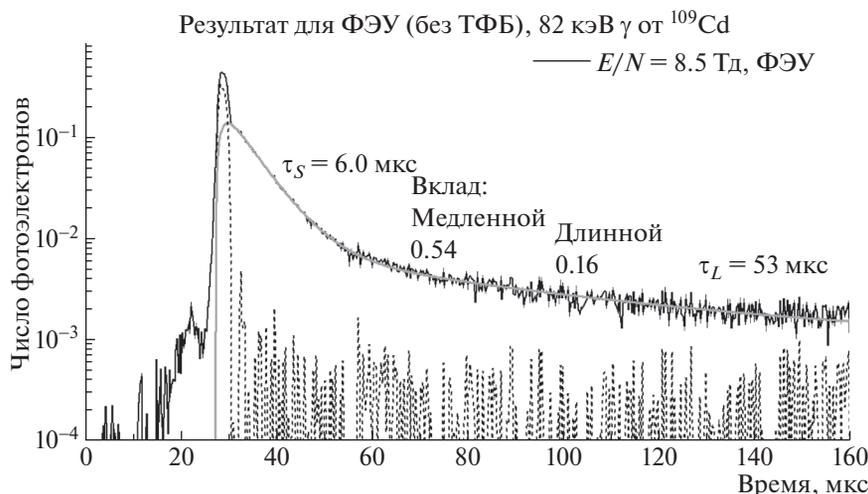


Рис. 1. Форма S2-сигнала в логарифмическом масштабе для 82 кэВ гамма-квантов, зарегистрированная на четырех ФЭУ, в детекторе без сместителя спектра при максимальном удельном поле в ЭЛ зазоре 8.5 Тд. Сплошной линией показано аппроксимирование медленной и длинной компонент в соответствии с формулой (1). Штриховая линия показывает быструю компоненту, полученную вычитанием аппроксимированных медленной и длинной компонент из первоначального сигнала.

две версии детектора с оптическим считыванием на ФЭУ и на матрицу Si-ФЭУ.

В первой версии мы не использовали сместитель спектра, т.е. ФЭУ и Si-ФЭУ не были чувствительны к ВУФ излучению аргона в районе 128 нм. Во второй версии сместитель спектра на основе пленки тетрафенил-бутадиена (ТФБ) был нанесен на пластину перед тремя из четырех ФЭУ, использовавшихся в нашей установке. При этом Si-ФЭУ по прежнему оставались нечувствительными к вакуумному ультрафиолету ввиду специфической геометрии детектора.

Формы S2-сигналов были получены гистограммированием фотоэлектронных пиков во всех отображенных событиях для каждого канала регистрации, т.е. проводилось усреднение по всем отображенным событиям. Детально экспериментальная установка и процедура анализа описаны в [15].

В результате измерений мы изучили форму сигналов электролюминесценции (S2) в аргоне для устройств с различной спектральной чувствительностью в широком диапазоне электрических полей, от 3.4 до 8.5 Тд (1 Тд = 10^{-17} В см², что соответствует 0.87 кВ/см в газообразном аргоне при 87.3 К). Мы наблюдали быструю и две медленных компоненты в дополнение к стандартной компоненте, соответствующей излучению триплетного состояния эксимера на 128 нм с постоянной времени 3.1 мкс [5]. В настоящей работе мы обсуждаем свойства одной из этих медленных компонент с характерным временем спада около 40 мкс, которую мы в дальнейшем называем длинной компонентой. Кроме того, мы также демонстрируем,

что длительность быстрой компоненты может быть использована для измерения толщины ЭЛ зазора.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ

Пример формы S2-сигнала, полученной в установке без сместителя спектра от источника гамма-квантов с энергией 82 кэВ от ^{109}Cd [16], приведен на рис. 1. Из-за особенностей триггера в нашем эксперименте форма быстрой компоненты была искажена. В связи с этим мы аппроксимируем медленную и длинную компоненту в области сигнала после быстрой компоненты (>31 мкс на рис. 1) следующей формулой, отражающей экспоненциальное падение этих компонент:

$$f(t) = y_0 + A_{S,L} \left[1 - \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau_r}\right) \right] \times \exp\left(-\frac{t-t_0}{\tau_{S,L}}\right), \quad (1)$$

где y_0 — это базовая линия, $A_{S,L}$ — амплитуды медленной и длинной компоненты, τ_r — параметр времени нарастания медленной и длинной компоненты, $\tau_{S,L}$ — их постоянные времени, и t_0 определяет положение сигнала. Данная формула описывает форму S2-сигнала как для установки без, так и для установки со сместителем спектра. В случае сигнала с переизлучателем стандартная триплетная компонента уже входит в медленную компоненту, см. [15]. Мы также определяем вклад каждой компоненты как отношение ее площади к полной площади сигнала. При аппроксимации параметры $\tau_{S,L}$ являлись свободными, а параметры τ_r и t_0 — фиксированными.

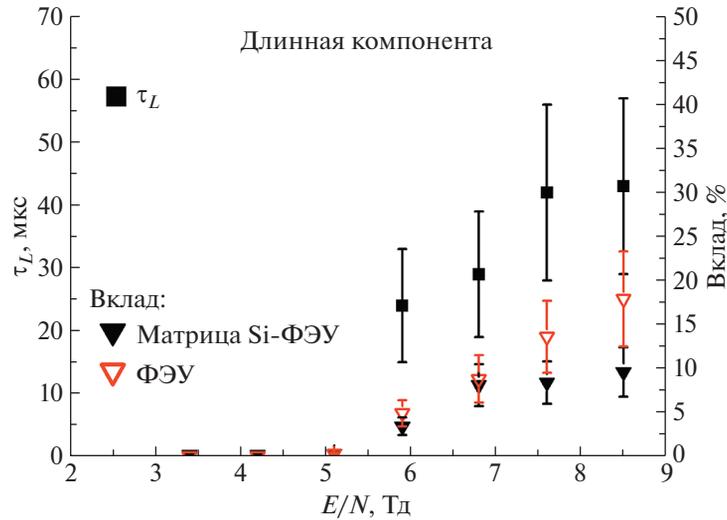


Рис. 2. Зависимость постоянной времени длинной компоненты τ_L и ее вклада в S2-сигнал от удельного электрического поля в ЭЛ зазоре в установке без сместителя спектра. τ_L показано как среднее между матрицей Si-ФЭУ и четырьмя ФЭУ.

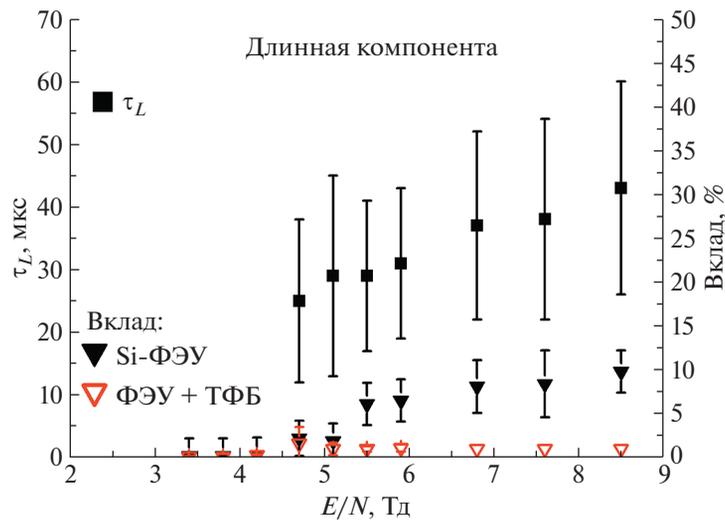


Рис. 3. Зависимость постоянной времени длинной компоненты τ_L и ее вклада в S2-сигнал от удельного электрического поля в ЭЛ зазоре в установке со сместителем спектра на основе ТФБ. τ_L показано как среднее между матрицей Si-ФЭУ и тремя ФЭУ, перед которыми была нанесена пленка сместителя спектра.

Полученная зависимость τ_L и вклада длинной компоненты от поля в ЭЛ зазоре для детектора без сместителя спектра показана на рис. 2. Так как τ_L для матрицы Si-ФЭУ и четырех ФЭУ согласуются в пределах их ошибок, на рисунке приведено их среднее. Основной неопределенностью как постоянной времени, так и вклада являются систематические ошибки, а именно, ошибка, связанная с числом бинов, ошибка, связанная с отбором событий и, наконец, ошибка, связанная с методом, диапазоном и фиксированными параметрами аппроксимации. Все три типа систематических ошибок оценивались для каждого значения поля и спо-

соба считывания; они оказались приблизительно равными.

Аналогичные зависимости, полученные для версии детектора, в которой сместитель спектра был нанесен перед тремя из четырех ФЭУ, приведены на рис. 3. Из сравнения рис. 2 и 3 можно сделать несколько выводов. Во-первых, наличие сместителя спектра не влияет на τ_L . Во-вторых, учитывая, что ошибки являются систематическими, τ_L растет с ростом электрического поля. Наконец, если сравнивать данные по ФЭУ, то видно, что добавление сместителя спектра уменьшает вклад длинной компоненты на ФЭУ на порядок (с 18 до 1% при 8.5 Тд). Также то, что вклад длинной

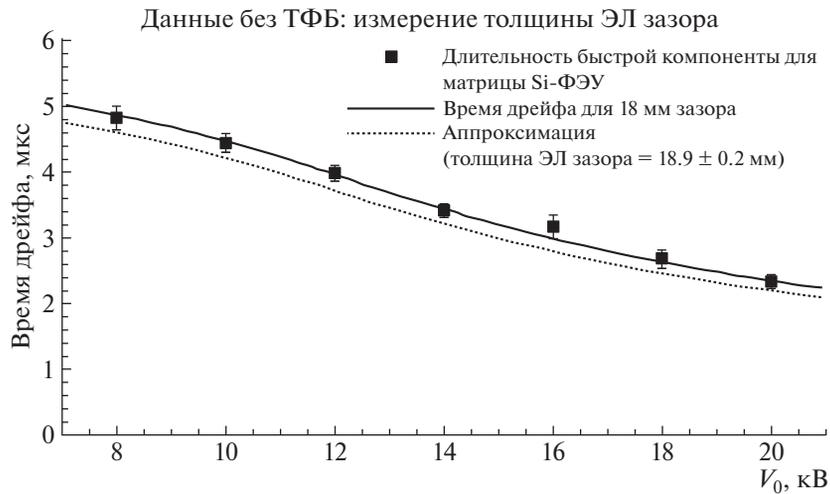


Рис. 4. Точками показана длительность быстрой компоненты (ширина на полувысоте) для матрицы Si-ФЭУ как функция высокого напряжения V_0 , задающего ЭЛ поле. Данные приведены для версии детектора без сместителя спектра. Кривые: штриховая — время дрейфа для расчетной толщины ЭЛ зазора в 18 мм, сплошная — лучшая аппроксимация данных, где свободным параметром является толщина ЭЛ зазора.

компоненты не изменяется для Si-ФЭУ, подтверждает наши предыдущие результаты экспериментов и моделирований, где матрица Si-ФЭУ оказалась нечувствительной к свету, переизлученному сместителем спектра, если он нанесен перед ФЭУ.

Другим результатом является то, что мы демонстрируем возможность измерения толщины ЭЛ зазора, используя длительность быстрой компоненты, см. рис. 4. Быстрая компонента выделяется из экспериментальной формы S2-сигнала вычитанием медленной и длинной компонент, как показано пунктирной линией на рис. 1. В идеальной ситуации, т.е. в отсутствии диффузии и других искажений быстрой компоненты, ее ширина точно равняется времени дрейфа через ЭЛ зазор, которое определяется полем и толщиной зазора. Из рис. 4 видно, что и в реальной ситуации, даже при простом анализе, время дрейфа очень хорошо описывает длительность быстрой компоненты, и что можно измерить толщину ЭЛ зазора с точностью до 0.2 мм. Отличие полученной толщины зазора от ожидаемой (18 мм), вероятно, связано с ошибкой калибровки уровня жидкости в нашем детекторе и с наличием систематической ошибки измерения времени дрейфа по ширине на полувысоте быстрой компоненты.

3. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе мы впервые изучили формы S2-сигналов двухфазного детектора в аргоне в широком диапазоне электрических полей. В результате была обнаружена необычная длинная компонента, спадающая по экспоненциальному закону,

постоянная времени которой увеличивается с ростом электрического поля в электролюминесцентном зазоре, от ~ 25 мкс при 4.7 Тд до ~ 45 мкс при 8.5 Тд. Природа этой компоненты на данный момент неясна: проблематично не только объяснить ее длительность, но и необычный рост постоянной времени с возрастанием поля. В любом случае, необходимо дальнейшее, более детальное, изучение форм S2-сигналов.

Вторым важным результатом настоящей работы является то, что мы измерили толщину ЭЛ зазора, используя быструю компоненту S2-сигнала, и показали, что этот метод может достигнуть суб-мм точности. Измерение толщины ЭЛ зазора представляет собой очень важную задачу в двухфазных детекторах, так как на данный момент отсутствуют точные и надежные методы ее измерения, но от нее всецело зависит анализ результатов. Более того, пока это единственный известный способ, с помощью которого можно напрямую измерить прогибание электродов в различных местах ЭЛ зазора, что, по-видимому, наблюдалось в эксперименте DarkSide [2, 7].

Данное исследование было выполнено при частичной поддержке Российского научного фонда (грант № 20-12-00008).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. Chepel and H. Araujo, J. Instrum. **8**, R04001 (2013).
2. C. Aalseth *et al.* (DarkSide Collab.), Eur. Phys. J. Plus **133**, 131 (2018).
3. E. Aprile *et al.* (XENON Collab.), Phys. Rev. Lett. **121**, 111302 (2018).

4. C. Oliveira, H. Schindler, R. Veenhof, S. Biagi, C. Monteiro, J. dos Santos, A. Ferreira, and J. Veloso, *Phys. Lett. B* **703**, 217 (2011).
5. A. Buzulutskov, *Europhys. Lett.* **117**, 39002 (2017).
6. P. Agnes *et al.* (DarkSide Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **121**, 081307 (2018).
7. P. Agnes *et al.* (DarkSide Collab.), *Nucl. Instrum. Methods A* **904**, 23 (2018).
8. A. Buzulutskov, E. Shemyakina, A. Bondar, A. Dolgov, E. Frolov, V. Nosov, V. Oleynikov, L. Shekhtman, and A. Sokolov, *Astropart. Phys.* **103**, 29 (2018).
9. A. Bondar, A. Buzulutskov, A. Dolgov, E. Frolov, V. Nosov, V. Oleynikov, E. Shemyakina, and A. Sokolov, *Nucl. Instrum. Methods A* **958**, 162432 (2020).
10. A. Bondar, A. Buzulutskov, A. Dolgov, V. Nosov, L. Shekhtman, E. Shemyakina, and A. Sokolov, *Nucl. Instrum. Methods A* **845**, 206 (2017).
11. C. E. Aalseth *et al.* (DarkSide Collab.), arXiv: 2004.02024.
12. A. Buzulutskov, *J. Instrum.* **7**, C02025 (2012).
13. A. Bondar, A. Buzulutskov, A. Dolgov, A. Grebenuk, E. Shemyakina, A. Sokolov, A. Breskin, and D. Thers, *Nucl. Instrum. Methods A* **732**, 213 (2013).
14. A. Bondar, A. Buzulutskov, A. Dolgov, E. Grishnyaev, V. Nosov, V. Oleynikov, S. Polosatkin, L. Shekhtman, E. Shemyakina, and A. Sokolov, *J. Instrum.* **12**, C05010 (2017).
15. A. Bondar, E. Borisova, A. Buzulutskov, E. Frolov, V. Nosov, V. Oleynikov, and A. Sokolov, *J. Instrum.* (in press).
16. A. Bondar, A. Buzulutskov, A. Dolgov, A. Legkodymov, V. Nosov, V. Oleynikov, V. Porosev, E. Shemyakina, and A. Sokolov, *Instrum. Exp. Tech.* **62**, 746 (2019).

OBSERVATION OF UNUSUAL LONG COMPONENT IN ELECTROLUMINESCENCE SIGNAL OF TWO-PHASE ARGON DETECTOR

**A. Bondar^{1),2)}, E. Borisova^{1),2)}, A. Buzulutskov^{1),2)}, E. Frolov^{1),2)},
V. Oleynikov^{1),2)}, A. Sokolov^{1),2)}**

¹⁾*Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, Novosibirsk, Russia*

²⁾*Novosibirsk State University, Russia*

Proportional electroluminescence (EL) in noble gases is used in two-phase detectors for dark matter search to record ionization signals in the gas phase induced by particle scattering in the liquid phase (S2 signals). In this work, the EL pulse shapes in a two-phase argon detector have been studied systematically in a wide reduced electric field range, varying from 3 to 9 Td, and at different readout configurations and spectral ranges: using cryogenic PMTs and SiPMs, with and without a wavelength shifter (WLS), in the VUV and visible range. Both fast and slow signal components were observed. In this work we report on observation of unusual long component in S2 signal with time constant of about 40 μ s. The unusual characteristics of this component are that its time constant increases with the electric field and that its origin can not be explained by any known mechanisms. We also show that the fast component may be used to measure the EL gap thickness with sub-mm resolution. The results obtained can have practical applications in DarkSide dark matter search experiment.

НАБЛЮДАТЕЛЬНАЯ АСТРОНОМИЯ: СТАТУС 2020

© 2020 г. В. Г. Сурдин^{1),2),3)*}

Поступила в редакцию 13.04.2020 г.; после доработки 13.04.2020 г.; принята к публикации 13.04.2020 г.

Кратко обсуждаются достижения, перспективы и проблемы современной наблюдательной астрономии.

DOI: 10.31857/S0044002720050190

ВВЕДЕНИЕ

Астрономия — наука наблюдательная [1]. И хотя в XX в. у астрономов появилась возможность прямого изучения объектов Солнечной системы с помощью космических зондов, происходит это эпизодически, стоит дорого и доступно далеко не всем странам [2]. С другой стороны, современные технологии сделали оптические телескопы доступными не только профессиональным астрономам, но и любителям науки, также вносящим свой вклад в общие усилия по изучению Вселенной [3]. Даже при исследовании Солнечной системы основной поток фактического материала до сих пор дают наземные оптические наблюдения, а космические зонды лишь в отдельных направлениях дополняют их (бесценными!) данными прямых измерений [4]. Судя по всему, изучение объектов за пределом Солнечной системы еще долго будет осуществляться методами дистанционных наблюдений [5].

Мечта астрономов — ежесекундно контролировать все небо во всех диапазонах электромагнитного спектра (и в других каналах тоже!) с максимально возможным угловым, временным и энергетическим разрешением и при этом надежно сохранять полученные данные в архивах. Мы постепенно приближаемся к реализации этой мечты, хотя есть еще нерешенные проблемы.

УСПЕХИ НАБЛЮДАТЕЛЬНОЙ АСТРОНОМИИ

Телескопы — оптические и радио — в определенном смысле “дотянулись” до границ Метагалактики, и мы теперь в целом неплохо представляем себе “географию” Вселенной [6]. Наблюдения

во всех диапазонах электромагнитного спектра, по-видимому, открыли нам все основные типы излучающих космических тел. Во всяком случае, удалось обнаружить все теоретически предсказанные космические объекты: нейтронные звезды, черные дыры (излучение рождается вблизи них), гигантские газовые молекулярные облака, планеты у других звезд (экзопланеты) и, наконец, связующее звено между планетами и звездами — коричневые карлики.

Помимо электромагнитного канала наблюдений надежные результаты уже дают и другие каналы — нейтринный и гравитационно-волновой [7]. Надежно зарегистрирован полный поток нейтрино от Солнца, чем независимо подтверждена теория внутреннего строения звезд; при этом открыты осцилляции нейтрино, доказывающие, что у “неуловимой” частицы есть масса покоя. Методом прямой регистрации обнаружены гравитационные волны и с большой вероятностью указаны их источники — слияние массивных релятивистских объектов. Кроме этих теоретически предсказанных явлений, наблюдениями выявлены не ожидавшиеся сущности — темная материя и темная энергия, изучение свойств которых продолжается.

Можно сказать, что к концу XX в. была практически решена задача космографии — описательной части науки о Вселенной. За первые два десятилетия нового века не были обнаружены новые типы космических объектов, хотя новые явления, разумеется, были открыты. Примеры тому — быстрые радиовсплески и гравитационно-волновые импульсы. Но их объяснение теоретики ищут среди возможных проявлений уже известных типов объектов, таких как нейтронные звезды и черные дыры.

Похоже, что возможности наблюдателей сейчас начинают опережать фантазию теоретиков, поскольку заказы на поиск принципиально новых излучающих объектов от теоретиков не поступают. Таким образом, у астрономов наконец-то есть основания думать, что они достаточно полно представляют поле своих исследований,

¹⁾Физический факультет Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия.

²⁾Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга МГУ, Москва, Россия.

³⁾Институт проблем передачи информации им. А.А. Харкевича РАН, Москва, Россия.

*E-mail: vsurdin@gmail.com

пространственно-временной масштаб Вселенной и весь “зоопарк” населяющих ее объектов. Если говорить о носителях темной материи, то возможности наблюдательной астрономии для их поиска практически исчерпаны, и дальнейший прогресс ожидается от методов экспериментальной физики.

НЕРЕШЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ НАБЛЮДАТЕЛЬНОЙ АСТРОНОМИИ

Что же мешает реализации мечты астрономов? Мы еще далеки от возможности контролировать все небо, поскольку площадь небесной сферы составляет 41 253 квадратных градуса, что равно 210 100 площадям лунного или солнечного дисков. А площадь поля зрения у большинства крупных телескопов значительно меньше площади лунного диска. Разумеется, существуют широкоугольные объективы небольшого размера (all-sky камеры), но их угловое разрешение и проникающая сила совершенно недостаточны для решения серьезных астрономических задач. Поэтому сейчас рассчитаны оптические схемы и уже начато строительство сложных зеркально-линзовых телескопов большого диаметра (более 8 м) с большим полем зрения (около 10 квадратных градусов), которые будут способны за несколько ясных ночей зафиксировать изображение всего неба вплоть до объектов 24–25 звездной величины.

Помимо обзоров неба, необходимо детально исследовать отдельные объекты, и тут у оптической астрономии немало проблем. До середины XIX в. приемником света был глаз человека, поэтому прогресс астрономических наблюдений происходил за счет роста качества и размера объектива телескопа. Затем были созданы фотопроектор и спектральный анализ, после чего вплоть до первых десятилетий XX в. прогресс астрономии стал зависеть от качества фотоэмульсии и механической системы телескопа, дающей возможность точного гидирования при длительных экспозициях. Когда и в этом были достигнуты пределы, продолжился рост диаметров телескопов: 2.5 м, 5 м, 6 м ... Однако на смену фотопластинке пришли полупроводниковые матрицы, и рост их квантовой эффективности позволил продолжать прогресс, не создавая новые телескопы. Но с замедлением роста эффективности фотоприемников пришлось вернуться к созданию более крупных телескопов: 8 м, 10 м, 12 м ...

Уже достигнут почти 100-процентный квантовый выход фотоматриц, поэтому для дальнейшего продвижения требуются новые телескопы диаметром 25–40 м, чрезвычайно дорогие и высокотехнологичные. И они сейчас создаются. Лидирует в этом направлении телескоп Европейской южной

обсерватории в Чили ELT с объективом диаметром около 40 м и эффективной площадью около 1000 м². Если его строительство закончится успешно (по плану в 2025 г.), то к концу десятилетия в астрономии произойдет новый прорыв.

Космический телескоп “Хаббл” продемонстрировал колоссальный рост четкости изображений при отсутствии искажающего влияния атмосферы. Но космические телескопы дороги, и астрономы ищут аналогичные возможности на Земле. Все лучшие места для установки телескопов на планете уже найдены и осваиваются. Поэтому для дальнейшего прогресса требуются технические решения. Самое перспективное из них — адаптивная оптика. Исправление малых полей зрения с использованием мягких управляемых зеркал и лазерной “искусственной звезды” (laser guide star) на крупнейших телескопах мира уже освоено. Очередь за многолазерными системами, способными исправлять поля большого размера.

Хотя оптическая астрономия по-прежнему остается лидером по сбору полезной информации, в других диапазонах и каналах наблюдений также есть свои достижения и проблемы. Например, до сих пор не исследована длинноволновая область радиодиапазона, поскольку волны длиннее 15–20 м не проникают сквозь ионосферу к поверхности Земли, а разворачивать в космосе длинные антенны непросто (хотя попытки были). Есть надежда создать длинноволновые радиотелескопы на обратной стороне Луны. Первый эксперимент в этом направлении уже проведен в 2019 г. с помощью китайского аппарата “Чанъэ-4”.

ПЕРСПЕКТИВЫ НАБЛЮДАТЕЛЬНОЙ АСТРОНОМИИ

Основные направления развития наблюдательной астрономии ныне и в ближайшие годы таковы:

- создание систем роботизированных телескопов для быстрого реагирования на кратковременные явления;
- создание обзорных телескопов большого диаметра для поиска малых и далеких объектов Солнечной системы;
- использование внеатмосферных приборов для расширения электромагнитного спектрального диапазона (в частности, в область длинных радиоволн);
- многообъектная спектроскопия для картирования структуры Вселенной;
- спектроскопия высокого разрешения для исследований в области астросейсмологии и поиска экзопланет;
- создание наземных и космических звездных коронографов для изучения областей неба вблизи

ярких звезд (в частности, для изучения экзопланетных систем);

- использование космических платформ для высокоточной астрометрии и фотометрии;
- совершенствование систем адаптивной оптики;
- совершенствование межконтинентальных и создание наземно-космических интерферометров миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов;
- увеличение чувствительности нейтринных детекторов путем увеличения их объема;
- расширение частотного диапазона и увеличение чувствительности гравитационно-волновых детекторов путем создания криогенных твердотельных приемников (высокие частоты) и крупномасштабных систем в космическом пространстве (низкие частоты).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Создание телескопов-роботов и крупных обзорных телескопов увеличивает поток регистрируемых данных на несколько порядков. Проблемы их передачи и хранения в пределах Земли пока не возникает, а вот трансляция на Землю данных от космических телескопов уже становится проблемой. Еще большей проблемой становится обработка этих данных и классификация объектов.

Например, это уже коснулось классификации переменных звезд и морфологических типов галактик [8, 9]. Профессиональных астрономов в мире мало: большинство из них — члены Международного астрономического союза (МАС, IAU), объединяющего около 14 тыс. человек. Астрономы справлялись с “ручной” классификацией и

предварительным исследованием объектов, пока ежегодно обнаруживались тысячи новых. В начале XXI в. большие фотографические и фотометрические обзоры стали поставлять сотни тысяч новых объектов, для классификации которых, используя возможности интернета, пришлось обратиться к помощи “волонтеров” — любителей астрономии. Но в ближайшее время речь пойдет о сотнях миллионов и даже миллиардах новых объектов, с обработкой данных которых смогут справиться только самообучающиеся системы искусственного интеллекта.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Небо и телескоп*, под ред. В. Г. Сурдина (Физматлит, Москва, 2019).
2. *Солнечная система*, под ред. В. Г. Сурдина (Физматлит, Москва, 2018).
3. В. Г. Сурдин, *Разведка далеких планет* (Физматлит, Москва, 2017).
4. *Астрономия: век XXI*, под ред. В. Г. Сурдина (Век-2, Фрязино, 2015).
5. С. Попов, *Вселенная. Краткий путеводитель по пространству и времени: от Солнечной системы до самых далеких галактик и от Большого взрыва до будущего Вселенной* (АНФ, Москва, 2019).
6. В. Г. Сурдин, *Вселенная от А до Я* (Эксмо, Москва, 2012).
7. *Многоканальная астрономия*, под ред. А. М. Черепашука (Век-2, Фрязино, 2019).
8. *Звезды*, под ред. В. Г. Сурдина (Физматлит, Москва, 2013).
9. *Галактики*, под ред. В. Г. Сурдина (Физматлит, Москва, 2019).

OBSERVATIONAL ASTRONOMY: STATUS 2020

V. G. Surdin^{1),2),3)}

¹⁾ Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University, Russia

²⁾ Sternberg Astronomical Institute Moscow University, Russia

³⁾ Institute for Information Transmission Problems (Kharkevich Institute), Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

The achievements, prospects, and problems of the modern observational astronomy are briefly discussed.

ТЕНДЕНЦИИ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАЗВИТИЯ РАСПРЕДЕЛЕННЫХ ВЫЧИСЛЕНИЙ И АНАЛИТИКИ БОЛЬШИХ ДАННЫХ ДЛЯ ПОДДЕРЖКИ ПРОЕКТОВ КЛАССА МЕГАСАЙЕНС

© 2020 г. В. В. Кореньков*

Объединенный институт ядерных исследований, Лаборатория информационных технологий, Дубна, Россия

Поступила в редакцию 26.04.2020 г.; после доработки 26.04.2020 г.; принята к публикации 26.04.2020 г.

Важнейшей частью проектов класса мегасайенс является создание и развитие компьютерных систем для обработки, хранения и анализа экспериментальных данных, алгоритмов поиска и доступа к данным. Информационно-вычислительные инфраструктуры, необходимые для выполнения исследовательских задач проектов класса мегасайенс, являются сложными распределенными, гетерогенными системами, включая системы экстремально параллелизма, и системами распределенного хранения огромных массивов данных.

DOI: 10.31857/S0044002720050153

Российские исследовательские институты и университеты активно участвуют в международных мегапроектах: эксперименты ATLAS, ALICE, LHCb, CMS на Большом адронном коллайдере (LHC) в Европейской организации ядерных исследований (ЦЕРН), Европейский рентгеновский лазер на свободных электронах (XFEL) в немецком исследовательском центре по физике частиц (DESY), Европейский источник синхротронного излучения (ESRF) в Гренобле, эксперименты CBM, PANDA на комплексе по исследованию ионов и антипротонов (FAIR) в немецком центре по изучению тяжелых ионов имени Гельмгольца (GSI), Международный экспериментальный термоядерный реактор (ITER) в исследовательском центре Кадараш (Франция) и др. В России идет подготовка проектов класса мегасайенс: НИКА (Коллайдер протонов и тяжелых ионов) в ОИЯИ, Дубна; ПИК (Высокопоточный реакторный комплекс) в НИЦ ПИЯФ, Гатчина; СКИФ (Сибирский кольцевой источник фотонов) в ИЯФ СО РАН, Новосибирск; и другие. Реализуется нейтринная программа: проекты в России (Байкал), Китае (JUNO), США (NOvA, DUNE) и другие масштабные проекты.

Для обработки, хранения и анализа данных экспериментов на Большом адронном коллайдере в ЦЕРНе создана распределенная инфраструктура на основе грид-технологий, которая называется Всемирный вычислительный грид для LHC (Worldwide LHC Computing Grid — WLCG) [1].

WLCG сегодня объединяет ~1 000 000 процессорных ядер, ~0.6 эксабайт хранилища на дисках и ~0.8 эксабайт на ленточных роботах, обеспечивающих долговременное хранилище данных, которые географически распределены по 170 центрам обработки данных в 42 странах. Ежедневно эта система обрабатывает более 2 миллионов заданий и управляет сотнями петабайт данных. Инфраструктура WLCG была одним из факторов успеха первой фазы LHC, обеспечившим открытие бозона Хиггса.

Эксперименты на LHC играют ведущую роль в научных исследованиях не только в физике элементарных частиц и ядерной физике, но и в области аналитики Больших данных. За эти годы модель компьютеринга на базе грид-технологий для LHC претерпела ряд изменений, которые позволили ей в большей мере удовлетворять запросам научного сообщества. От строго иерархической модели обработки [2], в которой весь процесс сбора и обработки данных распределялся по вычислительным центрам определенного уровня: Tier0 — основной центр в ЦЕРНе для сбора всех необработанных данных и их первичная реконструкция со всех экспериментальных установок и распределения данных по 14 центрам первого уровня Tier1 для их долговременного хранения, переобработки и анализа и обеспечения доступа к этим данным центров второго уровня Tier2, которые предназначены для проведения этапа моделирования и анализа данных конечными пользователями. При этом каждый Tier1 был связан с определенными Tier2 центрами. В новой модели центры уровня Tier1 и Tier2 вза-

*E-mail: korenkov@jinr.ru

имодействуют друг с другом. Кроме того, сегодня обработка и анализ данных ведется с использованием высокопроизводительных комплексов, академических, национальных и коммерческих ресурсов облачных вычислений, суперкомпьютеров и других ресурсов [3].

Российские центры, в первую очередь НИЦ КИ и ОИЯИ, активно участвуют в интеграции распределенных неоднородных ресурсов и развитии технологий Больших данных для обеспечения современных мегапроектов в таких высокоинтенсивных областях науки, как физика высоких энергий, астрофизика, биоинформатика и другие. В ОИЯИ активно ведутся работы по сооружению уникального ускорительного комплекса НИКА [4], который требует новых подходов к реализации распределенной инфраструктуры для обработки и анализа экспериментальных данных.

Следует отметить, что первоначально грид-технологии реализовали концепцию HTC (High-throughput computing), а в результате эволюции модели компьютеринга произошло объединение различных технологий: HTC, HPC (High Performance Computing), добровольные вычисления (Volunteer computing), коммерческие и некоммерческие облачные вычислительные ресурсы. Такой подход необходим для удовлетворения требований экспериментов класса мегасайенс как по производительности систем обработки, так и по объему хранения данных. Кроме того, требуются дальнейшие изменения модели компьютеринга в каждом эксперименте с целью оптимизации использования ресурсов. Сегодня значительные усилия вкладываются в развитие программного обеспечения, чтобы улучшить общую производительность при использовании современных архитектур (многоядерность, графические процессоры и другое). Необходима оптимизация процессов обработки, систем хранения и количества хранящихся реплик данных.

Ключевым моментом в организации таких инфраструктур, в частности WLCG, является связующее промежуточное программное обеспечение (платформа), позволяющее осуществлять совместную работу в информационно-вычислительных системах. Например, в эксперименте ATLAS на LHC разработана платформа для управления вычислительными ресурсами PanDA (Production and Distributed Analysis) Workload Management System (WMS) [5], которая является автоматизированной и настраиваемой системой управления заданиями и оптимизирует доступ пользователей к распределенным ресурсам. С помощью PanDA пользователи видят единый вычислительный ресурс, который предназначен для обработки данных эксперимента, хотя ресурсные центры разбросаны по всему миру. PanDA изолирует

физиков от аппаратного обеспечения, системного и промежуточного программного обеспечения и других технологических сложностей, связанных с конфигурированием сети и оборудования. Вычислительные задачи автоматически отслеживаются и выполняются. В настоящее время PanDA контролирует сотни вычислительных центров в 50 странах мира, сотни тысяч вычислительных узлов, сотни миллионов заданий в год, тысячи пользователей.

Другим вариантом связующего промежуточного программного обеспечения является DIRAC Interware [6] — продукт для интеграции гетерогенных вычислительных ресурсов и ресурсов хранения данных в единую платформу. Интеграция ресурсов основана на использовании стандартных протоколов доступа к данным (xRootD, GridFTP и других) и пилотных задач. Благодаря этому пользователю предоставляется единая среда, в которой можно запускать задачи, управлять данными, выстраивать процессы и контролировать их выполнение. В рамках DIRAC в качестве вычислительных ресурсов могут выступать системы пакетной обработки, грид-сайты, облака, суперкомпьютеры и даже отдельно стоящие вычислительные узлы. Важной концепцией в DIRAC являются пилотные задачи. Именно благодаря им можно интегрировать практически любой вычислительный ресурс. При работе с данными DIRAC предоставляет весь необходимый набор команд. Для корректного функционирования всех команд система хранения должна поддерживать грид-протоколы передачи данных.

В настоящее время большое внимание уделяется новым перспективным направлениям в создании распределенных хранилищ данных (DataLake) [7], что позволяет существенно повысить эффективность хранения больших данных в сочетании с высокой скоростью доступа к данным.

Большую роль в развитии компьютеринга для проектов класса мегасайенс играет Лаборатория информационных технологий ОИЯИ, основной задачей которой является развитие сетевой, информационно-вычислительной инфраструктуры ОИЯИ для научно-производственной деятельности института [8]. Активно развивается многофункциональный информационно-вычислительный комплекс (МИВК) ОИЯИ [9], который отвечает требованиям, предъявляемым к современному высокоэффективному научно-вычислительному комплексу: многофункциональность, высокая производительность, многоуровневая система хранения данных, высокая надежность и доступность, информационная безопасность, масштабируемость, индивидуальная программная среда для различных групп пользователей, высокопроизводительные телекоммуникации и современная

локальная вычислительная сеть. Многофункциональный информационно-вычислительный комплекс ОИЯИ в настоящее время имеет следующие основные компоненты:

1. центральный информационно-вычислительный комплекс (ЦИВК) ОИЯИ со встроенными вычислительными и запоминающими элементами,
2. кластер Tier2 для всех экспериментов на Большом адронном коллайдере (ЛHC) и других виртуальных организаций (VOs) в грид-среде [10] (4128 ядер, общая полезная емкость дисковых серверов составляет 2.929 петабайта),
3. кластер Tier1 для эксперимента CMS [11] (10688 ядер, полезная емкость дисковых серверов — 10.4 петабайт, ленточных роботов — 51 петабайт),
4. гетерогенная платформа HybriLIT для высокопроизводительных вычислений (HPC) с суперкомпьютером “Говорун” [12] (совокупная пиковая производительность суперкомпьютера 860 терафлопс для операций с двойной точностью),
5. облачная инфраструктура [13] (1564 ядра),
6. система хранения данных на базе файловой системы EOS (3.740 петабайта дискового пространства).

В последнее время основное внимание для мегасайенс-проектов уделяется развитию телекоммуникационной и сетевой инфраструктуры, включая модернизацию локальной вычислительной сети с целью обеспечения ресурсов хранения и обработки данных.

В настоящий момент эксплуатационные характеристики и системы хранения данных базового грид-компонента МИВК — сайта CMS Tier1 ОИЯИ обеспечивают ему устойчивое второе место в мире среди других сайтов CMS Tier1 по количеству обработанных событий.

Активно развивался сайт ОИЯИ уровня Tier2. Он обеспечивает обработку данных четырех экспериментов на ЛHC (ALICE, ATLAS, CMS, LHCb), а также целого ряда виртуальных организаций, не связанных с ЛHC (BESIII, BIOMED, COMPASS, MPD, NOvA, STAR, ILC). МИВК также обеспечивает вычислительную мощность для вычислений, выполняемых вне грид-среды. Это очень важно для таких экспериментов, как NOvA, PANDA, BESIII, NICA/MPD/BM@N и пользователей из всех лабораторий ОИЯИ.

Еще одна компонента МИВК — облачная инфраструктура ОИЯИ. В рамках этой инфраструктуры была проведена интеграция облачных структур государств-членов ОИЯИ.

Важной частью МИВК является гетерогенная вычислительная платформа HybriLIT, состоящая из учебно-тестового полигона и суперкомпьютера

“Говорун”, совместно использующих единое программное обеспечение и информационную среду. Суперкомпьютер “Говорун” предназначен для проведения ресурсоемких и массивно параллельных вычислений при решении широкого круга задач, стоящих перед ОИЯИ, что становится возможным благодаря неоднородности (наличию различных типов вычислительных ускорителей) аппаратной архитектуры суперкомпьютера.

Для расширения возможностей разработки тематических моделей и алгоритмов и проведения ресурсоемких вычислений, в том числе на графических ускорителях, значительно сокращающих вычислительное время, была создана и активно развивается экосистема для задач машинного/глубокого обучения и анализа данных для пользователей платформы HybriLIT.

Проект МИВК оказался успешным объединением всех вычислительных и инфраструктурных ресурсов. Он обеспечивает надежную и хорошо построенную вычислительную среду для проведения научных исследований учеными ОИЯИ и его государств-членов. Наличие таких вычислительных средств высшего уровня, как суперкомпьютер “Говорун” и центр CMS Tier1, способствует значительному повышению узнаваемости ОИЯИ во всем мире.

Разработанная комплексная система мониторинга [14] МИВК позволяет получать информацию от различных компонентов вычислительного комплекса: инженерной инфраструктуры, сети, вычислительных узлов, систем запуска задач, элементов хранения данных, грид-сервисов, что гарантирует высокий уровень надежности МИВК.

Для мегасайенс-проекта НИКА создается гетерогенный распределенный информационно-вычислительный кластер, что позволяет наиболее полно удовлетворить требования участников проекта как в области теоретических исследований, так и в области обработки, хранения и анализа экспериментальных данных детекторов BM@N, MPD и SPD. Распределенный информационно-вычислительный кластер комплекса НИКА в его базовой конфигурации должен обеспечить обработку и хранение до 10 петабайт данных в год. Комплекс состоит из территориально распределенных on-line и off-line кластеров, связанных между собой высокоскоростной компьютерной сетью с пропускной способностью 4×100 Гбит/с.

Разрабатываемые модели компьютеринга должны учитывать тенденции развития сетевых решений, вычислительных архитектур и ИТ-решений, позволяющих объединять суперкомпьютерные (гетерогенные), грид- и облачные технологии и создавать на этой основе распределенные,

программно-конфигурируемые НТС и НРС платформы. Для экспериментов на ускорительном комплексе НИКА создан распределенный масштабируемый гибридный кластер, который можно легко реконфигурировать по требованию различного класса задач и пользователей. Важным компонентом этого кластера является распределенная двухуровневая (диско-ленточная) система хранения.

Суперкомпьютер “Говорун” используется в составе распределенного кластера НИКА для решения задач, требующих массивных параллельных вычислений в решеточной квантовой хромодинамике для изучения свойств адронной материи при высокой плотности энергии, для математического моделирования взаимодействий антипротонов с протонами и ядрами с использованием генераторов DPM, FTF и UrQMD + SMM, разработанных в ОИЯИ и представляющих интерес для эксперимента НИКА-МРД, для моделирования динамики столкновений релятивистских тяжелых ионов.

Еще одним компонентом кластера НИКА является сверхбыстрая система хранения данных (ССХД), реализованная в суперкомпьютере “Говорун” под управлением файловой системы Lustre. В настоящее время ССХД организована на твердотельных накопителях с технологией подключения NVMe, что сокращает время доступа к данным и обеспечивает скорость ввода/вывода более 300 гигабайт в секунду.

С помощью программной платформы DIRAC были объединены вычислительные ресурсы МИВК ОИЯИ: Tier1/Tier2, суперкомпьютер “Говорун”, облако ОИЯИ и ресурсы хранения: ССХД Lustre, dCache и EOS. Эти результаты вносят существенный вклад в развитие цифровой платформы для проектов класса мегасайенс.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. The Worldwide LHC Computing Grid (WLCG): <http://wlcg.web.cern.ch/LCG>
2. LHC Computing Grid: Technical Design Report, document LCG-TDR-001, CERN-LHCC-2005-024 (CERN, 2005).
3. Ph. Charpentier, in *Proceedings of the 23rd International Conference on Computing in High Energy and Nuclear Physics (CHEP 2018)*, Soĳia, 2018, Ed. by A. Forti, L. Betev, M. Litmaath, O. Smirnova, and P. Hristov, EPJ Web Conf. **214**, 09009 (2019); <https://doi.org/10.1051/epjconf/201921409009>
4. Мегaproект НИКА: <https://nica.jinr.ru/ru/>
5. T. Maeno, J. Phys.: Conf. Ser. **119**, 062036 (2008).
6. F. Stagni, A. Tsaregorodtsev, Ch. Haen, Ph. Charpentier, Z. Mathe, W. J. Krzemien, and V. Romanovskiy, in *Proceedings of the 23rd International Conference on Computing in High Energy and Nuclear Physics (CHEP 2018)*, Soĳia, 2018, Ed. by A. Forti, L. Betev, M. Litmaath, O. Smirnova, and P. Hristov, EPJ Web Conf. **214**, 03012 (2019); <https://doi.org/10.1051/epjconf/201921403012>
7. I. Bird, S. Campana, M. Girone, X. Espinal, G. McCance, and J. Schovancova, in *Proceedings of the 23rd International Conference on Computing in High Energy and Nuclear Physics (CHEP 2018)*, Soĳia, 2018, Ed. by A. Forti, L. Betev, M. Litmaath, O. Smirnova, and P. Hristov, EPJ Web Conf. **214**, 04024 (2019); <https://doi.org/10.1051/epjconf/201921404024>
8. V. Korenkov, A. Dolbilov, V. Mitsyn, I. Kashunin, N. Kutovskiy, D. Podgainy, O. Streltsova, T. Strizh, V. Trofimov, and P. Zrelow, in *Proceedings of the 23rd International Conference on Computing in High Energy and Nuclear Physics (CHEP 2018)*, Soĳia, 2018, Ed. by A. Forti, L. Betev, M. Litmaath, O. Smirnova, and P. Hristov, EPJ Web Conf. **214**, 03009 (2019); <https://doi.org/10.1051/epjconf/201921403009>
9. A. Dolbilov, I. Kashunin, V. Korenkov, N. Kutovskiy, V. Mitsyn, D. Podgainy, O. Streltsova, T. Strizh, V. Trofimov, and A. Vorontsov, in *Proceedings of the 27th Symposium on Nuclear Electronics and Computing, Montenegro, Budva, 2019*, Ed. by V. Korenkov, T. Strizh, A. Nechaevskiy, and T. Zaikina, CEUR Workshop Proceedings **2507**, 16 (2019).
10. A. Baginyan, A. Balandin, A. Dolbilov, A. Golunov, N. Gromova, I. Kadochnikov, I. Kashunin, V. Korenkov, V. Mitsyn, D. Oleynik, I. Pelevanyuk, A. Petrosyan, S. Shmatov, T. Strizh, A. Vorontsov, V. Trofimov, et al., in *Proceedings of the 27th Symposium on Nuclear Electronics and Computing, Montenegro, Budva, 2019*, Ed. by V. Korenkov, T. Strizh, A. Nechaevskiy, and T. Zaikina, CEUR Workshop Proceedings **2507**, 321 (2019).
11. N. Astakhov, A. Baginyan, S. Belov, A. Dolbilov, A. Golunov, I. Gorbunov, N. Gromova, I. Kadochnikov, I. Kashunin, V. Korenkov, V. Mitsyn, I. Pelevanyuk, S. Shmatov, T. Strizh, E. Tikhonenko, V. Trofimov, et al., Phys. Part. Nucl. Lett. **13**, 714 (2016); A. Baginyan, A. Balandin, S. Belov, A. Dolbilov, A. Golunov, N. Gromova, I. Kadochnikov, I. Kashunin, V. Korenkov, V. Mitsyn, I. Pelevanyuk, S. Shmatov, T. Strizh, V. Trofimov, N. Voytishin, and V. Zhiltsov, in *Proceedings of the 8th International Conference “Distributed Computing and Grid-technologies in Science and Education”, Dubna, 2018*, Ed. by V. Korenkov, A. Nechaevskiy, T. Zaikina, and E. Mazhitova, CEUR Workshop Proceedings **2267**, 1 (2018).

12. Gh. Adam, M. Bashashin, D. Belyakov, M. Kirakosyan, M. Matveev, D. Podgainy, T. Sapozhnikova, O. Streltsova, Sh. Torosyan, M. Vala, L. Valova, A. Vorontsov, T. Zaikina, E. Zemlyanaya, and M. Zuev, in *Proceedings of the 8th International Conference "Distributed Computing and Grid-technologies in Science and Education", Dubna, 2018*, Ed. by V. Korenkov, A. Nechaevskiy, T. Zaikina, and E. Mazhitova, CEUR Workshop Proceedings **2267**, 638 (2018).
13. N. Balashov, A. Baranov, N. Kutovskiy, A. Makhalkin, Y. Mazhitova, I. Pelevanyuk, and R. Semenov, in *Proceedings of the 27th Symposium on Nuclear Electronics and Computing, Montenegro, Budva, 2019*, Ed. by V. Korenkov, T. Strizh, A. Nechaevskiy, and T. Zaikina, CEUR Workshop Proceedings **2507**, 185 (2019).
14. A. Baginyan, N. Balashov, A. Baranov, S. Belov, D. Belyakov, Y. Butenko, A. Dolbilov, A. Golunov, I. Kadochnikov, I. Kashunin, V. Korenkov, N. Kutovskiy, A. Mayorov, V. Mitsyn, I. Pelevanyuk, R. Semenov, *et al.*, in *Proceedings of the 26th International Symposium on Nuclear Electronics and Computing (NEC 2017), Budva, 2017*, Ed. by V. Korenkov and A. Nechaevskiy, CEUR Workshop Proceedings **2023**, 226 (2017).

TRENDS AND PROSPECTS FOR THE DEVELOPMENT OF DISTRIBUTED COMPUTING AND BIG DATA ANALYTICS TO SUPPORT MEGASCIENCE PROJECTS

V. V. Korenkov

Joint Institute for Nuclear Research, the Laboratory of Information Technologies, Dubna, Russia

The creation and development of computer systems for experimental data processing, storage and analysis, of search algorithms and data access are crucial to megascience projects. Information and computing infrastructures, necessary for carrying out the research tasks of megascience projects, represent complex distributed, heterogeneous systems, including systems of extra-massive parallelism, and systems of distributed storage of big data arrays.

D-ВОЛНОВЫЕ И ДРУГИЕ ВОЗБУЖДЕНИЯ B_c -МЕЗОНОВ НА ЛНС

© 2020 г. А. В. Бережной^{1)*}, И. Н. Белов^{2)**}, А. К. Лиходед^{3)***}

Поступила в редакцию 13.05.2020 г.; после доработки 13.05.2020 г.; принята к публикации 13.05.2020 г.

В работе обсуждаются перспективы дальнейшего исследования возбужденных состояний B_c -мезонов. Впервые приводятся предварительные оценки относительного выхода D -волновых состояний B_c -мезонов на ЛНС.

DOI: 10.31857/S0044002720060069

1. ВВЕДЕНИЕ

$b\bar{c}$ -мезоны являются уникальным семейством кваркониев. С одной стороны, спектроскопия этого семейства может быть рассмотрена в рамках тех же моделей, что и “обычные” $b\bar{b}$ - или $c\bar{c}$ -кварконии. С другой стороны, в отличие от $b\bar{b}$ - и $c\bar{c}$ -кваркониев, для таких состояний отсутствует аннигиляционная мода распадов, и все состояния ниже порога $B\bar{D}$ переходят в нижнее псевдоскалярное состояние, которое распадается слабым образом, что делает $b\bar{c}$ -мезоны сходными по описанию с тяжелолегкими мезонами.

Первое наблюдение основного состояния B_c -мезона было осуществлено в 2007 г. в ходе экспериментов CDF и D0 в распадных модах $B_c \rightarrow J/\psi l \nu$ ($l = e, \mu$) и $B_c \rightarrow J/\psi \pi$ [1–4]. В настоящий момент это наблюдение многократно подтверждено экспериментами на ЛНС в самых разнообразных модах: $B_c \rightarrow J/\psi \pi$ [5–7], $B_c \rightarrow J/\psi \pi \pi \pi$ [6, 8], $B_c \rightarrow J/\psi l \nu$ [9], $B_c \rightarrow J/\psi K$ [10], $B_c \rightarrow \psi(2S)\pi$ [11], $B_c \rightarrow J/\psi \pi K K$ [12], $B_c \rightarrow J/\psi D^{(*)} K^{(*)}$ [13, 14], $B_c \rightarrow J/\psi D_s^{(*)}$ [15, 16], $B_c \rightarrow J/\psi \pi p \bar{p}$ [17], $B_c \rightarrow J/\psi 3\pi^+ 2\pi^-$ [18] и $B_c \rightarrow B_s \pi^+$ [19].

Масса и время жизни B_c -мезона известны с хорошей точностью [13, 20, 21]:

$$M_{B_c} = 6274.9 \pm 0.8 \text{ МэВ},$$

$$\tau_{B_c} = 0.507 \pm 0.009 \text{ пс}.$$

Рождение B_c -мезона и его возбуждений подробно изучено теоретически в работах [22–34]. В

упомянутых исследованиях выяснено, что хорошими характеристиками рождения, свидетельствующими в пользу того или иного механизма рождения, являются относительные выходы возбужденных состояний. Однако, несмотря на то, что согласно предсказаниям потенциальной модели ниже порога $B\bar{D}$ лежат около 19 связанных состояний $b\bar{c}$ -кваркония (см., например, [35–38]), долгое время ни одно из них не было зарегистрировано экспериментально. Надежды теоретиков на обнаружение наиболее часто рождающегося векторного возбужденного состояния, B_c^* , не оправдались из-за того, что энергия фотона в переходе $B_c^* \rightarrow B_c \gamma$ слишком мала, чтобы зарегистрировать его с приемлемой эффективностью.

Только в 2014 г. коллаборацией ATLAS [39] было объявлено об обнаружении $2S$ -уровней B_c -мезона, а в 2019 г. существование этих состояний было подтверждено экспериментами CMS [40] и LHCb [41].

В настоящей работе мы обсудим эти результаты, а также рассмотрим перспективы обнаружения других возбуждений $b\bar{c}$ -кваркония (см. также обзоры [42] и [43]).

2. РАСПАДЫ $B_c(2S) \rightarrow B_c(1S) + \pi\pi$

Как уже упоминалось во Введении, впервые о наблюдении $2S$ -состояний B_c -мезона было объявлено в 2014 г. коллаборацией ATLAS [39], и только в 2019 г. об открытии этих состояний объявили коллаборации CMS [40] и LHCb [41] (см. табл. 1).

Но прежде чем обсуждать экспериментальные результаты, вкратце напомним теоретические предсказания, сделанные для этого процесса.

Согласно [44], выход B_c -мезонов при их рождении в $2S$ -состоянии с последующим распадом $B_c(2S) \xrightarrow{\pi^+\pi^-} B_c(B_c^*)$ составляет около 10% от общего выхода B_c -мезонов, а отношение между выходами состояний 2^3S_1 и 2^1S_0 в предположении

¹⁾НИИЯФ МГУ, Москва, Россия.

²⁾Физический факультет МГУ, Москва, Россия.

³⁾НИЦ “Курчатовский институт” — ИФВЭ, Протвино, Россия.

*E-mail: Alexander.Berezhnoy@cern.ch

**E-mail: in.belov@physics.msu.ru

***E-mail: Anatolii.Likhoded@ihep.ru

Таблица 1. Определенные из экспериментальных данных массы и относительные выходы $B_c(2S)$

	Эксперимент	ATLAS [39]	CMS [40]	LHCb [41]
	Светимость	24.1 фбн ⁻¹	140 фбн ⁻¹	8.7 фбн ⁻¹
	Энергия	7, 8 ТэВ	13 ТэВ	7, 8, 13 ТэВ
Масса, МэВ	2^3S_1 , сдвинутый	6842 ± 6	6842 ± 2	6841 ± 1
	2^1S_0		6871.0 ± 1.6	6872.1 ± 1.6
Относительный выход	2^3S_1	один пик	0.0088 ± 0.0014	0.0136 ± 0.0027
	2^1S_0		0.0068 ± 0.0014	0.0063 ± 0.0024
	полный	0.18 ± 0.05	0.0156 ± 0.0019	0.0198 ± 0.0036
Отношение выходов 2^3S_1 и 2^1S_0			1.31 ± 0.32	2.1 ± 0.9

приблизительного равенства волновых функций в нуле должно быть порядка 2.6^4).

Также в [43, 44] показано, что потеря мягкого фотона в процессе $B_c^*(2S) \xrightarrow{\pi^+\pi^-} B_c^* \xrightarrow{\gamma} B_c$ сдвигает векторное $2S$ -состояние примерно на 65 МэВ и уширяет пик менее чем на 10 МэВ. В результате пик в спектре масс $B_c + \pi\pi$, соответствующий более массивному векторному состоянию 2^3S_1 , будет сдвинут и появится примерно на 30 МэВ ниже, чем пик, соответствующий менее массивному псевдоскалярному состоянию 2^1S_0 .

Вернемся теперь к обсуждению экспериментальных результатов. Несмотря на то, что в LHCb и CMS измеренные выходы $B_c(2S)$ значительно меньше предсказанных 10%, никакого противоречия здесь нет, так как данные экспериментов опубликованы без поправки на эффективность регистрации $\pi^+\pi^-$ -пары, а величину этой эффективности вполне разумно оценить как ~ 0.1 .

А вот результат, полученный в ATLAS, сильно отличается от остальных. Мы находим, что относительный выход в этом эксперименте является аномально высоким. Такой выход должен свидетельствовать о том, что эффективность регистрации $\pi^+\pi^-$ -пары в эксперименте ATLAS на порядок больше, чем в CMS и LHCb, что было бы очень странно. Причем, следует отметить, что широкий пик, опубликованный ATLAS, имеет “правильную”

массу векторного состояния, сдвинутую вследствие потери фотона.

Так как измерения выходов 2^3S_1 и 2^1S_0 в экспериментах LHCb и CMS приводились в разных кинематических условиях, то очень интересно было бы провести сравнение значения отношений этих выходов. К сожалению, корректное сравнение результатов будет возможно только после обработки большего объема данных. Действительно, хотя центральное значение ~ 2.1 , полученное LHCb, отличается от значения ~ 1.3 , измеренного CMS, ошибки обоих измерений достаточно велики, и можно считать, что эти результаты не противоречат друг другу.

3. РАДИАЦИОННЫЕ РАСПАДЫ B_c -МЕЗОНОВ

Обсуждая возможности изучения возбужденных B_c -мезонов, нельзя обойти вниманием проблему их регистрации в радиационных распадах. Как уже было упомянуто, разность масс между низшими векторным и псевдоскалярным состояниями $\bar{b}c$ -кваркония довольно мала (около 65 МэВ), и поэтому излучаемый B_c^* -мезоном фотон имеет малую эффективность детектирования. Для того чтобы его регистрация была все-таки возможна, распадающемуся B_c^* необходимо иметь довольно большой поперечный импульс. Однако, как известно, сечение рождения сильно уменьшается с ростом поперечного импульса, что приводит к существенному уменьшению выхода B_c^* -мезонов, годных для регистрации (см. [44]). А вот для радиационных переходов $2P$ -волновых состояний этого не происходит. Дело в том, что они находятся гораздо выше по массе и при переходе в нижнее состояние излучают гораздо более жесткий фотон (см. табл. 2). В последнем случае поперечная энергия может быть довольно большой, даже если

⁴Впрочем, некоторые модели предсказывают, что волновая функция для псевдоскалярного $2S$ -состояния существенно больше, чем для векторного. Так, согласно [45], отношение волновых функций в нуле $R(B_c^*(2S))/R(B_c(2S)) = 0.87$, что приводит к уменьшению отношения сечений от $\sigma(2^3S_1)/\sigma(2^1S_0)$ от 2.6 до 2.1. В модели [46, 47] уменьшение $\sigma(2^3S_1)/\sigma(2^1S_0)$ еще более существенно: в ней $R(B_c^*(2S))/R(B_c(2S)) = 0.567$ и, следовательно, $\sigma(2^3S_1)/\sigma(2^1S_0) \sim 0.9$.

Таблица 2. Радиационные распады P -волновых состояний B_c -мезонов (см. [38, 48, 49])

Начальное состояние	Конечное состояние	Br, %	ΔM , МэВ
2^3P_0	$1^3S_1 + \gamma$	100	363–366
$2P1^+$	$1^3S_1 + \gamma$	87	393–400
	$1^1S_0 + \gamma$	13	393–400
$2P1'^+$	$1^1S_0 + \gamma$	94	472–476
	$1^3S_1 + \gamma$	6	472–476
2^3P_2	$1^3S_1 + \gamma$	100	410–426
3^3P_0	$1^3S_1 + \gamma$	2	741
$3P1^+$	$1^3S_1 + \gamma$	8.5	761
	$1^1S_0 + \gamma$	3.3	820
$3P1'^+$	$1^1S_0 + \gamma$	22.6	825
	$1^3S_1 + \gamma$	0.7	769
3^3P_2	$1^3S_1 + \gamma$	18	778

начальный $B_c(2P)$ -мезон будет иметь малый импульс. Именно поэтому, несмотря на то, что выход $2P$ -возбуждений порядка 6–20% от полного выхода B_c -мезонов [25, 32], их намного легче зарегистрировать. Например, как показано в [44], выход $2P$ -возбуждений, излучающих фотон с поперечной энергией $\omega_T > 0.5$ ГэВ, в 25–50 раз больше, чем выход векторного B_c^* , испускающего фотон с такой же поперечной энергией.

Здесь следует отметить, что только около 20% всех $2P$ -возбуждений излучают только один фотон, переходя в нижнее псевдоскалярное состояние. В остальных случаях распад происходит с излучением мягкого промежуточного фотона:

$$2P(B_c) \xrightarrow{\gamma^{\text{hard}}} 1^3S_1(B_c^*) \xrightarrow{\gamma^{\text{soft}}} 1^1S_0(B_c).$$

Хотя второй фотон практически всегда будет теряться при регистрации, это, как и в случае $2S$ -возбуждений, не будет приводить к размытию пика. Он будет лишь сдвигаться вниз по массе и получать дополнительную ширину порядка 10 МэВ, как показано в работах [43, 44], что не препятствует регистрации такого состояния.

Интересно отметить, что несмотря на то, что выход $3P$ -состояний B_c -мезона сравним с выходом $2P$ -состояний, их, по всей видимости, будет сложнее обнаружить в спектре $B_c + \gamma$, так как только 20% таких состояний распадается электромагнитно.

4. D-ВОЛНОВЫЕ СОСТОЯНИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИХ ОБНАРУЖЕНИЯ НА LHC

Несмотря на то, что D -волновые состояния B_c -мезона в большинстве случаев распадаются электромагнитно [37, 38, 50, 51], в работе [52] было показано, что около 20% могут распадаться на B_c или B_c^* с излучением двух пионов. При этом блестящий успех в наблюдении $2S$ -возбуждений в спектре $B_c\pi^+\pi^-$ заставляет нас задуматься о возможности поиска в этом же спектре и D -волновых состояний.

Ясно, что как и в случае $2S$ -возбуждений, в распаде D -возбуждений должны появляться пики, соответствующие прямому распаду в основное состояние B_c и соответствующие распаду через промежуточный B_c^* . Всего предсказывается четыре D -волновых состояния ниже порога распада $B\bar{D}$ (см. табл. 3). Если распады $B_c(3D) \xrightarrow{\pi\pi} B_c(1S)$ идут с сохранением спина, как это предполагается в [52], то мы должны наблюдать один пик для 3^1D_2 -состояния и три пика для 3^3D_1 , 3^3D_2 , 3^3D_3 -состояний, сдвинутые на значение, близкое к $M_{B_c^*} - M_{B_c} \approx 65$ МэВ. Скорее всего, последние три пика будут перекрываться, так как будут расположены очень близко друг от друга. Поэтому можно было бы ожидать наблюдения одного узкого пика от D -волновых состояний в районе 7000 МэВ и одного широкого пика около 6930 МэВ.

Вышеизложенная мотивация побудила нас к оценке выхода D -волновых состояний в адрон-адронных взаимодействиях. Оценка производилась в той же технике, что и оценка выходов S - и P -волновых состояний, т.е. в рамках пертурбативной КХД в δ -приближении [22–34].

Напомним, что в этом приближении амплитуда процесса вычисляется по формуле

$$A \sim \int d^3q \Psi^*(\mathbf{q}) \left\{ T(p_i, \mathbf{q}) \Big|_{\mathbf{q}=0} + \right. \quad (1)$$

$$+ q^\alpha \frac{\partial}{\partial q^\alpha} T(p_i, \mathbf{q}) \Big|_{\mathbf{q}=0} +$$

$$\left. + q^\alpha q^\beta \frac{\partial^2}{\partial q^\alpha \partial q^\beta} T(p_i, \mathbf{q}) \Big|_{\mathbf{q}=0} + \dots \right\},$$

где \mathbf{q} — трехимпульс кварка в B_c -мезоне, $\Psi^*(\mathbf{q})$ — волновая функция B_c -мезона, а T — амплитуда рождения четырех тяжелых кварков с импульсами p_i в жестком глюон-глюонном взаимодействии. Ясно, что в таком подходе амплитуда рождения для D -волновых состояний пропорциональна $R''(0)$ и вторым производным T по трехимпульсу кварка в B_c -мезоне.

Таблица 3. Массы D -волновых состояний B_c -мезонов в МэВ

Состояние	GKLT [35]	EFG [50]	GI [38]	MBV [53]	LLLGZ [51]
$3^3 D_1$	7008	7072	7028	6973	7020
$3D'_2$	7016	7079	7036	7003	7032
$3D_2$	7001	7077	7041	6974	7024
$3^3 D_3$	7007	7081	7045	7004	7030
Состояние	EQ [52]	ZVR [54]	FUI [55]	SJSCP [56]	
$3^3 D_1$	7012	7010	7024	6998	
$3^1 D_2$	7009	7020	7023	6994	
$3^3 D_2$	7012	7030	7025	6997	
$3^3 D_3$	7005	7040	7022	6990	

Окончательно квадрат амплитуды для состояния со спином $S = 0$ будет выражаться формулой:

$$|A_{S=0}|^2 = \left(\frac{5}{16\pi} \right) |R''_D(0)|^2 \times \quad (2)$$

$$\times \left[\left(\left| \frac{\partial^2 M_{S=0}}{\partial k_x^2} \right|^2 + \left| \frac{\partial^2 M_{S=0}}{\partial k_y^2} \right|^2 + \left| \frac{\partial^2 M_{S=0}}{\partial k_z^2} \right|^2 \right) + \right.$$

$$+ 3 \left(\left| \frac{\partial^2 M_{S=0}}{\partial k_x \partial k_y} \right|^2 + \left| \frac{\partial^2 M_{S=0}}{\partial k_x \partial k_z} \right|^2 + \left| \frac{\partial^2 M_{S=0}}{\partial k_y \partial k_z} \right|^2 \right) -$$

$$- \operatorname{Re} \left(\frac{\partial^2 M_{S=0}}{\partial k_x^2} \frac{\partial^2 M_{S=0}^*}{\partial k_y^2} + \frac{\partial^2 M_{S=0}}{\partial k_x^2} \frac{\partial^2 M_{S=0}^*}{\partial k_z^2} + \right.$$

$$\left. \left. + \frac{\partial^2 M_{S=0}}{\partial k_y^2} \frac{\partial^2 M_{S=0}^*}{\partial k_z^2} \right) \right].$$

Для суммы квадратов амплитуд состояний со спином $S = 1$ добавляется суммирование по проекциям спина:

$$\sum_j^{-1,0,1} |A_{S=1,s=j}|^2 = \left(\frac{5}{16\pi} \right) |R''_D(0)|^2 \times \quad (3)$$

$$\times \sum_j^{-1,0,1} \left[\left(\left| \frac{\partial^2 M_{S=1,s=j}}{\partial k_x^2} \right|^2 + \left| \frac{\partial^2 M_{S=1,s=j}}{\partial k_y^2} \right|^2 + \right. \right.$$

$$\left. + \left| \frac{\partial^2 M_{S=1,s=j}}{\partial k_z^2} \right|^2 \right) + 3 \left(\left| \frac{\partial^2 M_{S=1,s=j}}{\partial k_x \partial k_y} \right|^2 + \right.$$

$$\left. + \left| \frac{\partial^2 M_{S=1,s=j}}{\partial k_x \partial k_z} \right|^2 + \left| \frac{\partial^2 M_{S=1,s=j}}{\partial k_y \partial k_z} \right|^2 \right) -$$

$$- \operatorname{Re} \left(\frac{\partial^2 M_{S=1,s=j}}{\partial k_x^2} \frac{\partial^2 M_{S=1,s=j}^*}{\partial k_y^2} + \right.$$

$$\left. + \frac{\partial^2 M_{S=1,s=j}}{\partial k_x^2} \frac{\partial^2 M_{S=1,s=j}^*}{\partial k_z^2} + \right.$$

$$\left. + \frac{\partial^2 M_{S=1,s=j}}{\partial k_y^2} \frac{\partial^2 M_{S=1,s=j}^*}{\partial k_z^2} \right) \Big].$$

К сожалению, наши предварительные оценки показали, что относительный выход D -волновых состояний крайне подавлен по отношению к выходу S -волновых состояний и составляет менее 10^{-3} от общего выхода B_c -мезонов. С теоретической точки зрения это подавление является очень интересным результатом. Однако если этот результат подтвердится, то изучение D -волновых состояний становится делом далекого будущего.

Следует отметить, что полученные оценки находятся в некотором противоречии с результатами работы [57], где для рождения D -волновых состояний B_c -мезона в e^+e^- -аннигиляции получено подавление $\sim 10^{-2}$. Наш опыт вычислений показывает, что эти величины в адронном рождении и в e^+e^- -аннигиляции должны быть одного и того же порядка. Поэтому в наших планах, помимо дальнейших проверок наших вычислений, стоит задача проверки результатов [57].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой работе мы кратко обсудили выдающиеся результаты экспериментов на LHC CMS, ATLAS и LHCb по наблюдению $2S$ -возбуждений B_c -мезона. Нет сомнений, что открытие этих состояний ознаменовало собой новую эру в спектроскопии тяжелых кварков. Также мы оценили перспективы обнаружения в экспериментах на LHC других возбужденных состояний $b\bar{c}$ -кваркония: B_c^* , P -волновых возбуждений и D -волновых возбуждений. В работе впервые представлена оценка выхода D -волновых состояний в адронных взаимодействиях.

Наши предварительные результаты показывают, что рождение D -волновых состояний в условиях ЛНС чрезвычайно сильно подавлено. Это очень интересно с точки зрения феноменологии, но, к сожалению, делает неопределенными перспективы обнаружения таких возбуждений. Напротив, открытие P -волновых возбуждений вполне возможно уже в самом ближайшем будущем.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 20-02-00154 А. Исследование А.В. Бережного и И.Н. Белова поддержано фондом “Базис”, гранты № 17-12-244-1 и № 17-12-244-41. Авторы благодарят В. Галкина и А. Мартыненко за помощь и плодотворное обсуждение. Также авторы благодарят организаторов секции “Тяжелые кварки” Сессии Ядерного отделения РАН (10–12 марта 2020 г., Новосибирск) за возможность сделать доклад.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. T. Aaltonen *et al.* (CDF Collab.), Phys. Rev. Lett. **100**, 182002 (2008), arXiv:0712.1506.
2. V. Abazov *et al.* (D0 Collab.), Phys. Rev. Lett. **102**, 092001 (2009), arXiv:0805.2614.
3. V. Abazov *et al.* (D0 Collab.), Phys. Rev. Lett. **101**, 012001 (2008), arXiv:0802.4258.
4. F. Abe *et al.* (CDF Collab.), Phys. Rev. Lett. **81**, 2432 (1998), hep-ex/9805034.
5. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), Phys. Rev. Lett. **109**, 232001 (2012), arXiv:1209.5634.
6. W. Adam *et al.* (CMS Collab.), CMS-PAS-BPH-11-003 (2012).
7. G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), ATLAS-CONF-2012-028, ATLAS-COM-CONF-2012-035 (2012).
8. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), Phys. Rev. Lett. **108**, 251802 (2012), arXiv:1204.0079.
9. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), Phys. Rev. Lett. **120**, 121801 (2018), arXiv:1711.05623.
10. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), JHEP **1309**, 075 (2013), arXiv:1306.6723.
11. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), Phys. Rev. D **87**, 071103 (2013), arXiv:1303.1737.
12. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), JHEP **1311**, 094 (2013), arXiv:1309.0587.
13. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), Phys. Rev. D **95**, 032005 (2017), arXiv:1612.07421.
14. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), Phys. Rev. Lett. **118**, 111803 (2017), arXiv:1701.01856.
15. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), Phys. Rev. D **87**, 112012 (2013), Phys. Rev. D **89**, 019901 (Erratum) (2014), arXiv:1304.4530.
16. G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), Eur. Phys. J. C **76**, 4 (2016), arXiv:1507.07099.
17. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), Phys. Rev. Lett. **113**, 152003 (2014), arXiv:1408.0971.
18. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), JHEP **1405**, 148 (2014), arXiv:1404.0287.
19. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), Phys. Rev. Lett. **111**, 181801 (2013), arXiv:1308.4544.
20. R. Aaij *et al.* (LHCb Collab.), Phys. Lett. B **742**, 29 (2015), arXiv:1411.6899.
21. M. Tanabashi *et al.* (Particle Data Group), Phys. Rev. D **98**, 030001 (2018).
22. А. В. Бережной, А. К. Лиходед, М. В. Шевлягин, ЯФ **58**, 672 (1995) [Phys. At. Nucl. **58**, 672 (1995)], hep-ph/9408284.
23. С.-Н. Chang, Y.-Q. Chen, G.-P. Han, and H.-T. Jiang, Phys. Lett. B **364**, 78 (1995), hep-ph/9408242.
24. K. Kolodziej, A. Leike, and R. Ruckl, Phys. Lett. B **355**, 337 (1995), hep-ph/9505298.
25. A. Berezhnoy, V. Kiselev, and A. Likhoded, Z. Phys. A **356**, 79 (1996), hep-ph/9602347.
26. А. В. Бережной, В. В. Киселев, А. К. Лиходед, А. И. Онищенко, ЯФ **60**, 1889 (1997) [Phys. At. Nucl. **60**, 1729 (1997)], hep-ph/9703341.
27. S. Baranov, Phys. Rev. D **56**, 3046 (1997).
28. С. П. Баранов, ЯФ **60**, 1322 (1997) [Phys. At. Nucl. **60**, 1459 (1997)].
29. А. В. Бережной, В. В. Киселев, А. К. Лиходед, ЯФ **60**, 108 (1997) [Phys. At. Nucl. **60**, 100 (1997)].
30. С.-Н. Chang, J.-X. Wang, and X.-G. Wu, Phys. Rev. D **70**, 114019 (2004), hep-ph/0409280.
31. С.-Н. Chang, С.-F. Qiao, J.-X. Wang, and X.-G. Wu, Phys. Rev. D **72**, 114009 (2005), hep-ph/0509040.
32. С.-Н. Chang, J.-X. Wang, and X.-G. Wu, Comput. Phys. Commun. **175**, 624 (2006), hep-ph/0604238.
33. А. В. Berezhnoy, А. К. Likhoded, and А. А. Martynov, Phys. Rev. D **83**, 094012 (2011), arXiv:1011.1555.
34. Y.-N. Gao, J. He, P. Robbe, M.-H. Schune, and Z.-W. Yang, Chin. Phys. Lett. **27**, 061302 (2010).
35. С. С. Герштейн, В. В. Киселев, А. К. Лиходед, А. В. Ткабладзе, УФН **165**, 3 (1995) [Phys. Usp. **38**, 1 (1995)], hep-ph/9504319.
36. S. S. Gershtein, V. V. Kiselev, A. K. Likhoded, A. V. Tkabladze, A. V. Berezhnoy, and A. I. Onishenko, hep-ph/9803433.
37. I. P. Gouzev, V. V. Kiselev, A. K. Likhoded, V. I. Romanovsky, and O. P. Yushchenko, ЯФ **67**, 1581 (2004) [Phys. At. Nucl. **67**, 1559 (2004)], hep-ph/0211432.
38. S. Godfrey, Phys. Rev. D **70**, 054017 (2004), hep-ph/0406228.
39. G. Aad *et al.* (ATLAS Collab.), Phys. Rev. Lett. **113**, 212004 (2014), arXiv:1407.1032.
40. A. M. Sirunyan *et al.* (CMS Collab.), Phys. Rev. Lett. **122**, 132001 (2019), arXiv:1902.00571.
41. LHCb Collab. (R. Aaij *et al.*), arXiv:1904.00081.
42. E. J. Eichten and C. Quigg, Phys. Rev. D **99**, 054025 (2019), arXiv:1902.09735.
43. А. В. Berezhnoy, I. N. Belov, А. К. Likhoded, and А. В. Luchinsky, Mod. Phys. Lett. A **34**, 1950331 (2019), arXiv:1904.06732.
44. А. Berezhnoy and А. Likhoded, PoS (QFTHEP2013), 051 (2013), arXiv:1307.5993.

45. A. P. Martynenko (2019), private communications.
46. V. O. Galkin (2019), private communications.
47. D. Ebert, R. N. Faustov, and V. O. Galkin, Eur. Phys. J. C **71**, 1825 (2011), arXiv:1111.0454.
48. S. N. Gupta and J. M. Johnson, Phys. Rev. D **53**, 312 (1996), hep-ph/9511267.
49. V. V. Kiselev, A. K. Likhoded, and A. V. Tkabladze, Phys. Rev. D **51**, 3613 (1995), hep-ph/9406339.
50. D. Ebert, R. N. Faustov, and V. O. Galkin, Phys. Rev. D **67**, 014027 (2003), hep-ph/0210381.
51. Q. Li, M.-S. Liu, L.-S. Lu, Q.-F. Lü, L.-C. Gui, and X.-H. Zhong (2019), arXiv:1903.11927.
52. E. J. Eichten and C. Quigg, Phys. Rev. D **49**, 5845 (1994), hep-ph/9402210.
53. A. P. Monteiro, M. Bhat, and K. B. Vijaya Kumar, Int. J. Mod. Phys. A **32**, 1750021 (2017), arXiv:1607.07594.
54. J. Zeng, J. W. Van Orden, and W. Roberts, Phys. Rev. D **52**, 5229 (1995), hep-ph/9412269.
55. L. P. Fulcher, Phys. Rev. D **60**, 074006 (1999), hep-ph/9806444.
56. N. R. Soni, B. R. Joshi, R. P. Shah, H. R. Chauhan, and J. N. Pandya, Eur. Phys. J. C **78**, 592 (2018), arXiv:1707.07144.
57. K. Cheung and T. C. Yuan, Phys. Rev. D **53**, 3591 (1996), hep-ph/9510208.

D-WAVE STATES AND OTHER EXCITATIONS OF B_c MESON AT LHC

A. V. Berezhnoy¹⁾, I. N. Belov²⁾, A. K. Likhoded³⁾

¹⁾*M.V. Lomonosov Moscow State University, Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics, Moscow, Russia*

²⁾*Faculty of Physics, M.V. Lomonosov Moscow State University, Moscow, Russia*

³⁾*NRC "Kurchatov Institute" — IHEP, Protvino, Russia*

The prospects for further study of the excited states of B_c mesons are discussed. For the first time preliminary estimates of the relative yield of D -wave states of B_c -mesons at LHC are presented.

ЭКЗОТИЧЕСКИЕ АДРОНЫ С ТЯЖЕЛЫМИ КВАРКАМИ

© 2020 г. А. В. Нефедьев*

Физический институт имени П.Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, Россия

Поступила в редакцию 28.04.2020 г.; после доработки 28.04.2020 г.; принята к публикации 28.04.2020 г.

Обсуждается модельно независимый подход к описанию боттомониеподобных состояний $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ в рамках эффективной теории поля и предсказание свойств их спиновых партнеров с квантовыми числами 0^{++} , 1^{++} и 2^{++} .

DOI: 10.31857/S0044002720060227

На протяжении многих лет после ноябрьской революции 1974 г. спектроскопия тяжелых кварковых ароматов представлялась довольно хорошо изученной и не предвещающей сюрпризов областью физики сильных взаимодействий. Тем удивительнее было обнаружение коллаборацией Belle в 2003 г. чармониеподобного состояния $X(3872)$ [1], которое не укладывалось в схему кварковой модели. С тех пор было обнаружено еще около двух десятков аналогичных чармониеподобных и боттомониеподобных состояний, которые принято называть экзотическими. Резюмируя наше современное понимание спектров чармония и боттомония, можно констатировать, что состояния, лежащие ниже порога открытого аромата, имеют малые ширины и хорошо описываются кварковой моделью. Выше такого порога важно принимать во внимание пороговые явления, связь каналов и эффекты унитаризации, что накладывает весьма сильные ограничения на виды используемых подгонок, которые уже не могут сводиться к простой сумме нескольких распределений типа Брейта–Вигнера. Обзор современной ситуации с экзотическими адронами можно найти в недавней работе [2]. В литературе предлагается достаточно много моделей для описания экзотических адронов, в частности, модель адронной молекулы (см. недавний обзор [3]). Примером адронной молекулы, известной уже много лет, можно считать дейтрон — связанное состояние протона и нейтрона. Важно заметить, что поскольку чармонии и боттомонии содержат в своем составе тяжелые кварки, то имеет место приближенная, но при этом выполняющаяся с хорошей точностью, симметрия спина тяжелого кварка. Действительно, тот факт, что вероятность переворота спина тяжелого кварка подавлена его массой (характерным параметром, контролирующим выполнение данной симметрии, является от-

ношение Λ_{QCD}/m_Q , где Λ_{QCD} есть стандартный параметр квантовой хромодинамики, а m_Q есть масса тяжелого кварка), позволяет связать между собой свойства адронов с разной ориентацией спина тяжелого кварка. Такие адроны принято называть спиновыми партнерами.

В 2011 г. коллаборация Belle измерила двухпионные переходы из векторного боттомония $\Upsilon(10860)$ в более низколежащие векторные боттомонии $\Upsilon(nS)$ ($n = 1, 2, 3$) и в аксиально векторные боттомонии $h_b(mP)$ ($m = 1, 2$) [4]. Следует отметить, что переходы первого типа протекают без переворота спина b -кварка, тогда как переходы второго типа — с переворотом. Поэтому, как пояснялось выше, естественным было бы ожидать подавления переходов второго типа по сравнению с переходами первого типа. Тем не менее, в эксперименте было обнаружено, что переходы обоих типов протекают со сравнимыми вероятностями. Возможное объяснение такого необычного результата состоит в том, что двухпионные переходы из $\Upsilon(10860)$ могут протекать не напрямую, а каскадом, через образование изовекторных состояний с квантовыми числами $J^{PC} = 1^{+-}$, расположенных вблизи порогов $B\bar{B}^*$ и $B^*\bar{B}^*$ и названных $Z_b(10610)$ и $Z_b(10650)$ [5]. Если предположить молекулярную природу состояний Z_b и присутствие в их волновых функциях в равных долях вкладов с обеими ориентациями спина тяжелого кварка, то никакого подавления переходов в конечные состояния $\pi\pi h_b$ по сравнению с переходами в конечные состояния $\pi\pi\Upsilon$ и не должно быть. Чуть позднее состояния Z_b были обнаружены в конечных состояниях с открытым ароматом $B\bar{B}^*$ и $B^*\bar{B}^*$ [6–8]. Естественным следствием предположения о существовании двух указанных состояний Z_b является предсказание существования их спиновых партнеров — молекулярных состояний с квантовыми числами J^{++}

*E-mail: nefediev@lebedev.ru

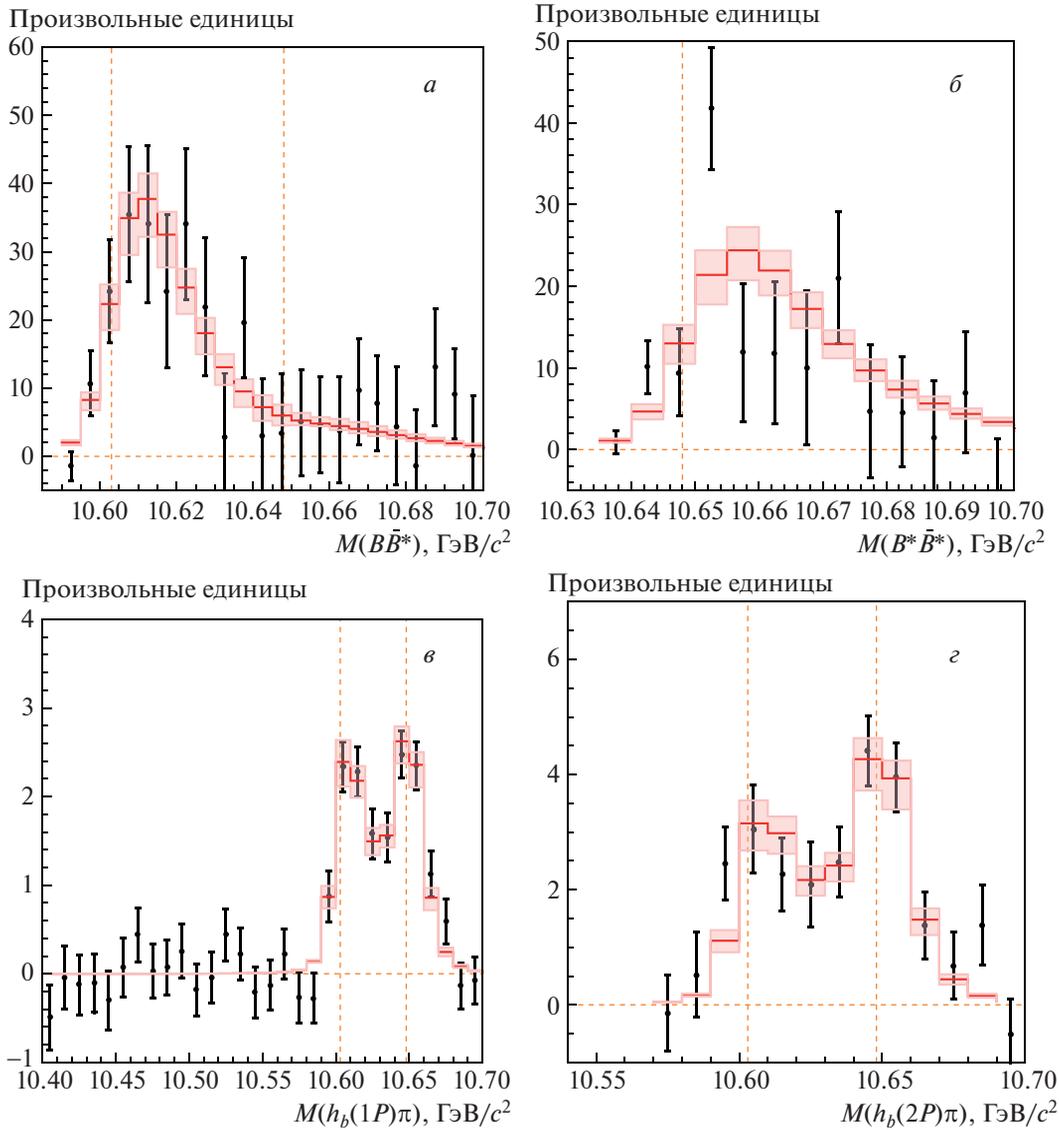


Рис. 1. Подгонка экспериментальных данных коллаборации Belle для состояний Z_b [4, 8], полученная в работе [14].

($J = 0, 1, 2$), расположенных вблизи порогов $B\bar{B}$, $B\bar{B}^*$ и $B^*\bar{B}^*$. В литературе такие состояния принято называть W_{bJ} [5, 9–12]. Ввиду противоположной по сравнению с Z_b G -четности, W_{bJ} не могут рождаться в пионных распадах $\Upsilon(10860)$, но могут рождаться в его радиационных распадах. В последнем случае вероятность перехода пропорциональна электромагнитной константе $\alpha \approx 1/137$ и потому она ожидается примерно на два порядка меньше вероятности пионного распада. По этой причине поиск спиновых партнеров состояний Z_b в данных эксперимента Belle представляется малоперспективным, однако эксперимент Belle-II, в котором ожидается набор статистики примерно в 40 раз больше, чем в Belle, мог бы дать ответ на вопрос о существовании состояний W_{bJ} и об их свойствах [13]. Кроме того, возможно постро-

ение единого для состояний Z_b и W_{bJ} подхода, основанного на эффективной теории поля, позволяющего использовать анализ экспериментальных данных для Z_b [14] для модельно независимого предсказания свойств W_{bJ} [15]. При построении такой эффективной теории поля используется потенциал адрон-адронного взаимодействия в системе $B^{(*)}\bar{B}^{(*)}$, обладающий симметрией спина тяжелого кварка (как указывалось выше, точность выполнения данной симметрии, особенно в b -секторе, весьма высока). При этом характерный масштаб, генерируемый динамикой связанных каналов $p_{\text{тип}} = \sqrt{m_B \delta} \approx 500$ МэВ (здесь $\delta = m_{B^*} - m_B \approx 45$ МэВ) является мягкой шкалой, тогда как жесткая шкала теории есть $\Lambda \approx 1$ ГэВ. Таким образом, параметр, характеризующий сходимость ряда такой эффективной теории поля, дается отно-

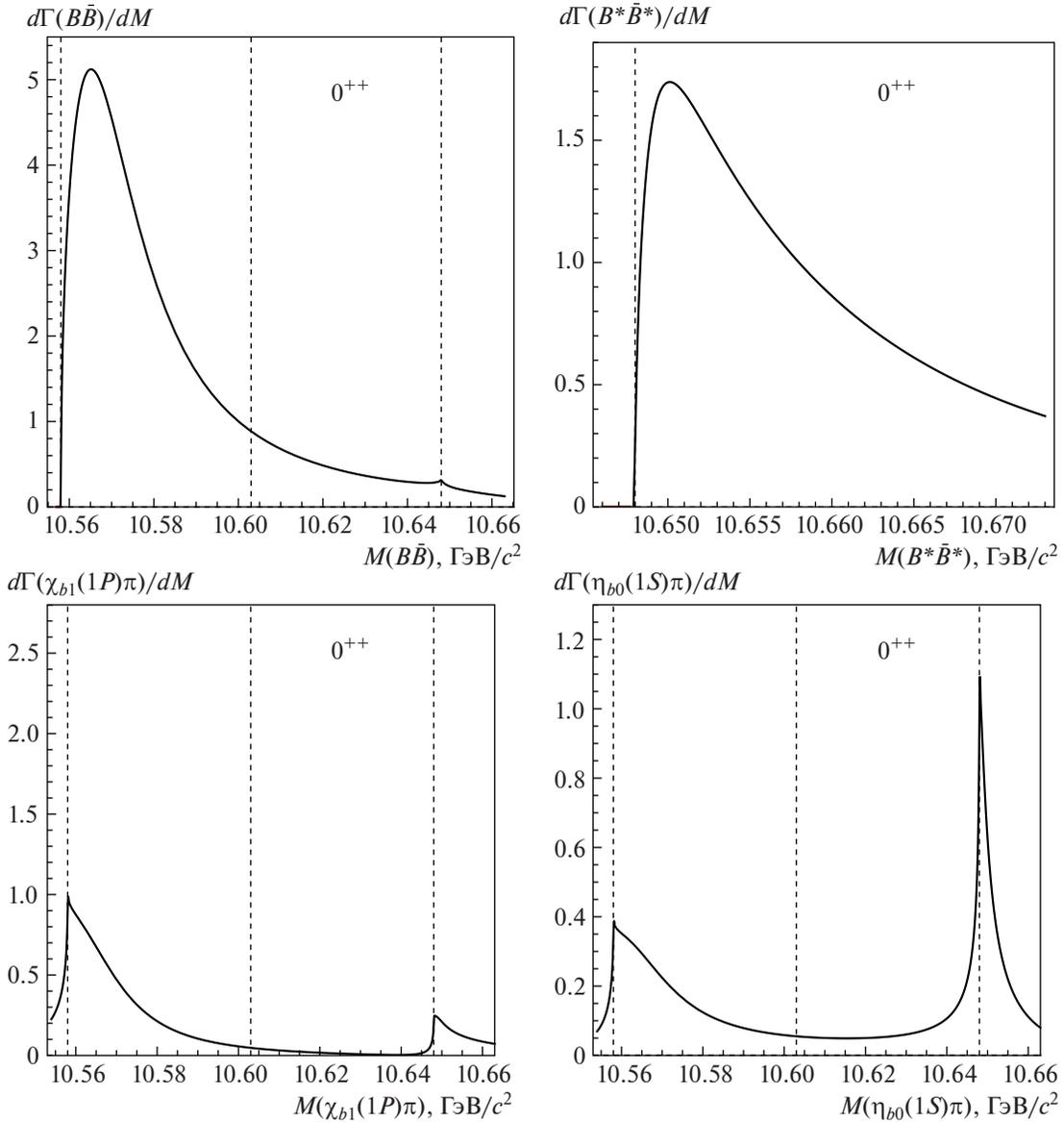


Рис. 2. Предсказанная в работе [15] форма линии состояний W_{b0} в упругих и неупругих каналах (в произвольных единицах).

шением $p_{\text{тип}}/\Lambda \simeq 1/2$. Такие значения характерного импульса задачи и такого параметра сходимости ряда теории приводят к следующим выводам: (i) пионная динамика (которая не привносит в теорию дополнительных свободных параметров) должна включаться явно и непертурбативно; (ii) сходимость такой эффективной теории нужно тщательно проверять и при необходимости учитывать более высокие порядки разложения по отношению $p_{\text{тип}}/\Lambda$. В работах [14, 15] показано, что надежное одновременное описание данных в каналах $\Upsilon(10860) \rightarrow \pi\pi h_b(1P)$, $\Upsilon(10860) \rightarrow \pi\pi h_b(2P)$, $\Upsilon(10860) \rightarrow \pi B\bar{B}^*$ и $\Upsilon(10860) \rightarrow \pi B^*\bar{B}^*$ достигается в порядке NLO (в следующем за лидирующим). В этом порядке в потенциале

переходов между упругими каналами (каналами с открытым ароматом) учитываются контактные потенциалы в порядке до $\mathcal{O}(p^2)$ включительно, однопионный обмен (обмен η -мезоном не дает заметного вклада), а также переходы через неупругие каналы (каналы со скрытым ароматом). После чего решается уравнение Липпманна–Швингера для многоканальной амплитуды упругого рассеяния, причем параметры взаимодействия извлекаются непосредственно из подгонки данных по форме линии в перечисленных выше четырех каналах. Учет каналов $\Upsilon(10860) \rightarrow \pi\pi\Upsilon(nS)$ ($n = 1, 2, 3$), также измеренных коллаборацией Belle, требует анализа двумерного распределения Далица, что сопряжено с необходимостью дальнейшего раз-

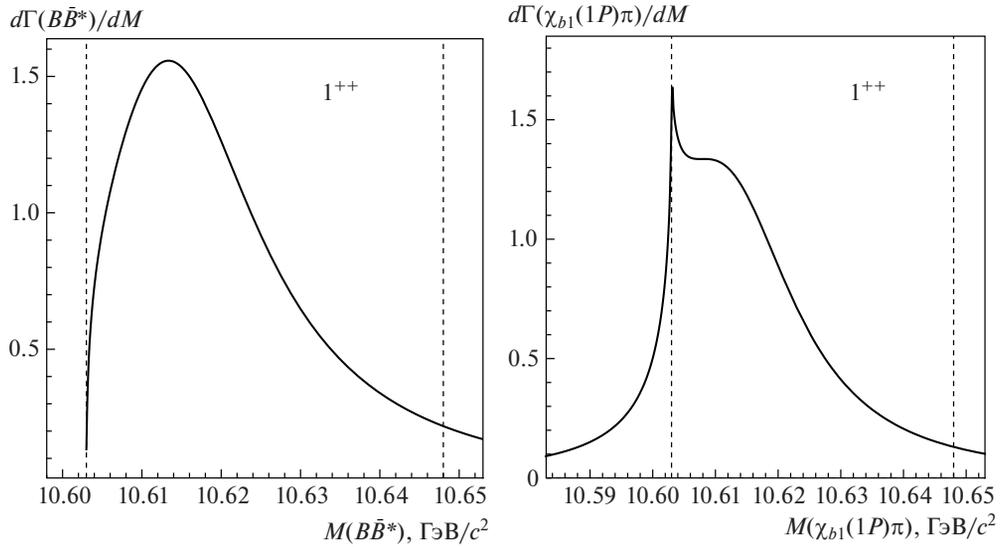


Рис. 3. Предсказанная в работе [15] форма линии состояния W_{b1} в упругих и неупругих каналах (в произвольных единицах).

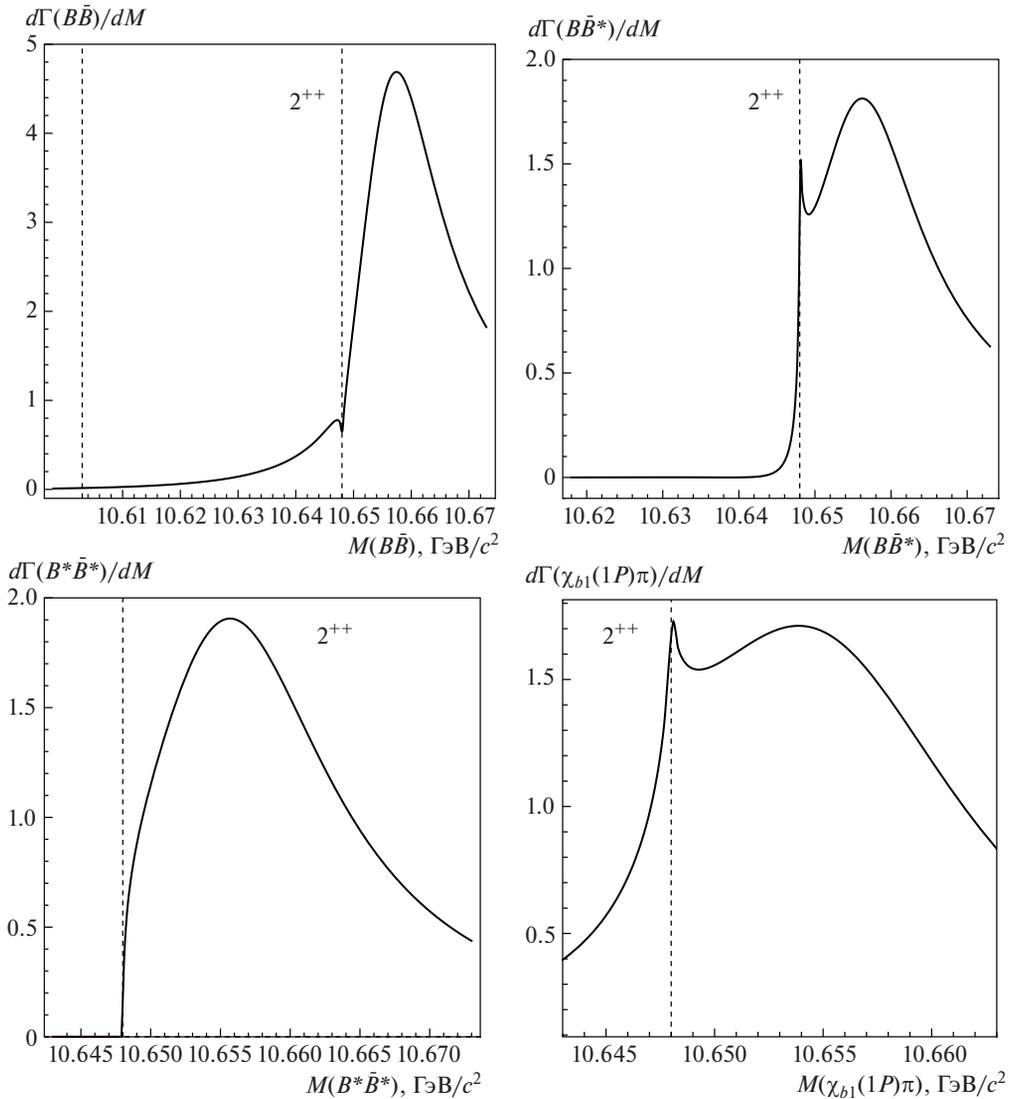


Рис. 4. Предсказанная в работе [15] форма линии состояния W_{b2} в упругих и неупругих каналах (в произвольных единицах).

вятия метода и учета пион-пионного взаимодействия в конечном состоянии. С использованием построенного подхода в работе [14] была получена подгонка данных для Z_b с $\chi^2/\text{d.o.f} = 0.83$ (см. рис. 1), после чего, в работе [15], та же теория (без дополнительных параметров или предположений) была использована для предсказания свойств спиновых партнеров W_{bJ} . В частности, на рис. 2–4 приведена предсказанная форма линии состояний W_{bJ} в различных каналах с открытым и скрытым ароматом в конечном состоянии. При этом было показано, что во всех случаях доминирующий полюс, определяющий амплитуду вблизи соответствующего упругого порога, отвечает надпороговому резонансу в отличие от беспионных подгонок, в которых такие полюса отвечали виртуальным уровням [14]. Таким образом, пионная динамика играет существенную роль в формировании свойств состояний W_{bJ} .

В заключение отметим, что исследования экзотических состояний, содержащих тяжелые кварки, представляют собой быстро развивающуюся интересную область физики сильных взаимодействий. Теоретические методы, основанные на эффективной теории поля, позволяют по имеющейся экспериментальной информации делать модельно независимые предсказания для еще не обнаруженных экзотических состояний. Проверка таких предсказаний возможна в эксперименте Belle-II уже в ближайшее время.

Работа поддержана Российским научным фондом (грант № 18-12-00226).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. S. K. Choi *et al.* [Belle Collab.], Phys. Rev. Lett. **91**, 262001 (2003).
2. N. Brambilla, S. Eidelman, C. Hanhart, A. Nefediev, C.-P. Shen, C. E. Thomas, A. Vairo, and C.-Z. Yuan, arXiv: 1907.07583 [hep-ex].
3. F. K. Guo, C. Hanhart, Ulf-G. Meißner, Q. Wang, Q. Zhao, and B.-S. Zou, Rev. Mod. Phys. **90**, 015004 (2018).
4. A. Bondar *et al.* [Belle Collab.], Phys. Rev. Lett. **108**, 122001 (2012).
5. A. E. Bondar, A. Garmash, A. I. Milstein, R. Mizuk, and M. B. Voloshin, Phys. Rev. D **84**, 054010 (2011).
6. Belle Collab. (I. Adachi *et al.*) arXiv: 1105.4583 [hep-ex].
7. I. Adachi *et al.* [Belle Collab.], arXiv: 1209.6450 [hep-ex].
8. A. Garmash *et al.* [Belle Collab.], Phys. Rev. Lett. **116**, 212001 (2016).
9. M. B. Voloshin, Phys. Rev. D **84**, 031502 (2011).
10. T. Mehen and J. W. Powell, Phys. Rev. D **84**, 114013 (2011).
11. A. E. Bondar, R. V. Mizuk, and M. B. Voloshin, Mod. Phys. Lett. A **32**, 1750025 (2017).
12. V. Baru, E. Epelbaum, A. A. Filin, C. Hanhart, and A. V. Nefediev, JHEP **1706**, 158 (2017).
13. E. Kou *et al.* [Belle-II Collab.], PTEP **2019**, 123C01 (2019).
14. Q. Wang, V. Baru, A. A. Filin, C. Hanhart, A. V. Nefediev, and J.-L. Wymen, Phys. Rev. D **98**, 074023 (2018).
15. V. Baru, E. Epelbaum, A. A. Filin, C. Hanhart, A. V. Nefediev, and Q. Wang, Phys. Rev. D **99**, 094013 (2019).

EXOTIC HADRONS WITH HEAVY QUARKS

A. V. Nefediev

Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

We discuss a model-independent effective-field-theory-based approach to bottomonium-like states $Z_b(10610)$ and $Z_b(10650)$ and a prediction of the properties of their spin partners with the quantum numbers 0^{++} , 1^{++} , and 2^{++} .

СВЯЗЬ ПОЛЕЙ ТЯЖЕЛОГО КВАРКА В КХД И HQET В 4 ПЕТЛЯХ

© 2020 г. А. Г. Грозин^{1),2)*}, П. Марквард^{3)**},
А. В. Смирнов^{4)***}, В. А. Смирнов^{5)****}, М. Штайнхаузер^{6)*****}

Поступила в редакцию 05.05.2020 г.; после доработки 05.05.2020 г.; принята к публикации 05.05.2020 г.

Коэффициент шивки полей тяжелого кварка в КХД и HQET вычислен до 4 петель.

DOI: 10.31857/S0044002720060173

Задачи КХД, в которых имеется один тяжелый кварк Q с импульсом $P = Mv + k$ (где M — масса в схеме перенормировки на массовой поверхности, а v — некоторый вектор с $v^2 = 1$), причем характерный остаточный импульс $k \ll M$ (и характерные импульсы легких кварков и глюонов тоже $\ll M$), могут быть описаны эффективной теорией тяжелого кварка (HQET, см., например, [1, 2]). Вместо поля тяжелого кварка Q в нее входит поле h_v , удовлетворяющее $\hat{v}h_v = h_v$. Операторы КХД разлагаются в ряд по $1/M$ по операторам HQET, коэффициенты шивки находятся приравниванием их матричных элементов на массовой поверхности в обеих теориях.

Так, для голых кварковых полей мы имеем

$$\begin{aligned} \langle 0|Q_0(x)|Q(P)\rangle &= e^{-iP \cdot x} (Z_Q^{\text{os}})^{1/2} u(P), \quad (1) \\ \langle 0|h_{v0}(x)|h(k)\rangle &= e^{-ik \cdot x} (Z_h^{\text{os}})^{1/2} u_v(k), \end{aligned}$$

где $Z_{Q,h}^{\text{os}}$ — константы перенормировки полей в схеме на массовой поверхности, а биспинорные

волновые функции связаны преобразованием Фолди–Ваутхайзена

$$u(Mv + k) = \left[1 + \frac{\hat{k}}{2M} + \mathcal{O}\left(\frac{k^2}{M^2}\right) \right] u_v(k). \quad (2)$$

Поэтому голые поля связаны соотношением [3]

$$\begin{aligned} Q_0(x) &= e^{-iMv \cdot x} \times \quad (3) \\ &\times \left[z_0^{1/2} \left(1 + \frac{i\hat{D}_\perp}{2M} \right) h_{v0}(x) + \mathcal{O}\left(\frac{1}{M^2}\right) \right], \\ z_0 &= \frac{Z_Q^{\text{os}}(g_0^{(n_f)}, a_0^{(n_f)})}{Z_h^{\text{os}}(g_0^{(n_l)}, a_0^{(n_l)})}, \end{aligned}$$

где $n_f = n_l + 1$, a_0 — голый параметр ковариантной калибровки. Перенормированные в $\overline{\text{MS}}$ поля ($Q_0 = Z_Q^{1/2}Q(\mu)$, $h_0 = Z_h^{1/2}h(\mu)$) связаны как

$$\begin{aligned} Q(\mu) &= e^{-iMv \cdot x} \times \quad (4) \\ &\times \left[z(\mu)^{1/2} \left(1 + \frac{i\hat{D}_\perp}{2M} \right) h_v(\mu) + \mathcal{O}\left(\frac{1}{M^2}\right) \right], \\ z(\mu) &= \frac{Z_h(\alpha_s^{(n_l)}(\mu), a^{(n_l)}(\mu))}{Z_Q(\alpha_s^{(n_f)}(\mu), a^{(n_f)}(\mu))} z_0. \end{aligned}$$

Перенормированный коэффициент шивки

$$z(\mu) = \frac{Z_h(\alpha_s^{(n_l)}(\mu), a^{(n_l)}(\mu)) Z_Q^{\text{os}}(g_0^{(n_f)}, a_0^{(n_f)})}{Z_Q(\alpha_s^{(n_f)}(\mu), a^{(n_f)}(\mu)) Z_h^{\text{os}}(g_0^{(n_l)}, a_0^{(n_l)})} \quad (5)$$

связывает перенормированные пропагаторы вне массовой поверхности в двух теориях, и потому должен быть конечен при $\varepsilon \rightarrow 0$. Ультрафиолетовые (УФ) расходимости сокращаются в отношениях Z_Q/Z_Q^{os} , Z_h/Z_h^{os} ; Z_Q , Z_h инфракрасно (ИК) конечны; ИК-расходимости сокращаются в $Z_Q^{\text{os}}/Z_h^{\text{os}}$ (поскольку HQET воспроизводит ИК-поведение

¹⁾Институт ядерной физики им. Будкера СО РАН, Новосибирск, Россия.

²⁾Новосибирский государственный университет, Новосибирск, Россия.

³⁾Deutsches Elektronen-Synchrotron, DESY, 15738 Zeuthen, Germany.

⁴⁾Научно-исследовательский вычислительный центр Московского государственного университета, Москва, Россия.

⁵⁾Научно-исследовательский институт ядерной физики Московского государственного университета, Москва, Россия.

⁶⁾Institut für Theoretische Teilchenphysik, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), 76128 Karlsruhe, Germany.

*E-mail: A.G.Grozin@inp.nsk.su

**E-mail: peter.marquard@desy.de

***E-mail: asmirnov80@gmail.com

****E-mail: smirnov@theory.sinp.msu.ru

*****E-mail: matthias.steinhauser@kit.edu

КХД). Если все ароматы, кроме Q , безмассовые, то $Z_h^{\text{os}} = 1$: петлевые интегралы не содержат масштаба, УФ- и ИК-расходимости взаимно сокращаются.

Коэффициент сшивки удовлетворяет уравнению ренормгруппы

$$\frac{d \log z(\mu)}{d \log \mu} = \gamma_h(\alpha_s^{(n_i)}(\mu), a^{(n_i)}(\mu)) - \gamma_Q(\alpha_s^{(n_f)}(\mu), a^{(n_f)}(\mu)), \quad (6)$$

где аномальные размерности определены как $\gamma_i = d \log Z_i / d \log \mu$. Поэтому его достаточно вычислить при каком-нибудь $\mu \sim M$ и решить это уравнение с таким начальным условием.

Чтобы вычислить

$$\log z(\mu) = \log Z_Q^{\text{os}}(g_0^{(n_f)}, a_0^{(n_f)}) - \log Z_Q(\alpha_s^{(n_f)}(\mu), a^{(n_f)}(\mu)) + \log Z_h(\alpha_s^{(n_i)}(\mu), a^{(n_i)}(\mu)), \quad (7)$$

нужно привести все 3 члена к единым переменным.

Мы выбрали $\alpha_s^{(n_f)}(\mu)$, $a^{(n_f)}(\mu)$. Голые величины $g_0^{(n_f)}$, $a_0^{(n_f)}$ выражаются через них при помощи хорошо известных $\overline{\text{MS}}$ констант перенормировки.

Величины $\alpha_s^{(n_i)}(\mu)$, $a^{(n_i)}(\mu)$ выражаются через них при помощи коэффициентов декаплинга (они нам нужны вплоть до $\alpha_s^3 \varepsilon$). Мы выбрали $\mu = M$ (масса в схеме на массовой поверхности).

Коэффициент сшивки $z(\mu)$ был вычислен с 3-петлевой точностью [3]. Здесь мы вычисляем его до α_s^4 . Если эта величина используется в вычислении, в котором могут возникать $1/\varepsilon^n$ -расходимости, то, наряду с конечным α_s^4 -членом, нужны α_s^3 -члены до ε , α_s^2 до ε^2 и α_s до ε^3 .

Что известно о Z_Q^{os} в 4 петлях? Член n_l^3 известен много лет; члены с n_l^2 известны аналитически [4]; остальные члены были вычислены численно [5]. Недавно были аналитически вычислены [6] члены C_F^4 , $C_F^3 T_F n_h$, $C_F^2 (T_F n_h)^2$, $C_F (T_F n_h)^3$, $d_{FF} n_h$. Здесь

$$d_{FF} = \frac{d_F^{abcd} d_F^{abcd}}{N_F}, \quad (8)$$

$$d_F^{abcd} = \text{Tr} t_F^{(a} t_F^b t_F^c t_F^{d)}, \quad N_F = \text{Tr} 1_F,$$

скобки означают симметризацию. Точнее говоря, в результат для последней цветовой структуры входят ε^0 -части 6 непланарных мастер-интегралов с рассеянием света на свете, известных с точностью 1100 значащих цифр; для остальных вкладов аналитические выражения через известные трансцендентные числа получены с помощью алгоритма PSLQ.

Разумеется, Z_Q в $\overline{\text{MS}}$ давно известна в 4 петлях.

Что известно о Z_h в 4 петлях? Член $C_F (T_F n_l)^3$ известен давно; $C_F^2 (T_F n_l)^2$ найден в [7]; $C_F C_A (T_F n_l)^2$ — в [5]; $C_F^3 T_F n_l$ — в [8]; $d_{FF} n_l$ — в [9]; $C_F^2 C_A T_F n_l$ и $C_F C_A^2 T_F n_l$ — в [10]; наконец, члены $C_F C_A^3$ и d_{FA} известны численно [5].

Коэффициент сшивки $z(\mu)$ должен быть конечен. Из этого требования мы получили аналитические выражения для всех $1/\varepsilon^n$ -членов в 4-петлевой Z_Q^{os} , за исключением $C_F C_A^3 / \varepsilon$ и d_{FA} / ε (из-за того, что соответствующие члены в Z_h не известны аналитически). Многие такие члены были ранее известны только численно [5]. Аналитические выражения для $1/\varepsilon^n$ -членов в структурах C_F^4 , $C_F^3 T_F n_h$, $C_F^2 (T_F n_h)^2$, $C_F (T_F n_h)^3$, $d_{FF} n_h$ были также недавно опубликованы в [6] и совпадают с нашими.

Мы вычислили $z(M)$: структуры C_F^4 , $d_{FF} n_h$, $C_F^3 T_F n_h$, $C_F^2 (T_F n_h)^2$, $C_F (T_F n_h)^3$, $C_F^2 (T_F n_l)^2$, $C_F C_A (T_F n_l)^2$, $C_F T_F^3 n_h n_l^2$, $C_F (T_F n_l)^3$ аналитически и $C_F^3 C_A$, $C_F^2 C_A^2$, $C_F C_A^3$, d_{FA} , $C_F^2 C_A T_F n_h$, $C_F C_A^2 T_F n_h$, $C_F C_A (T_F n_h)^2$, $C_F^3 T_F n_l$, $C_F^2 C_A T_F n_l$, $C_F C_A^2 T_F n_l$, $C_F^2 T_F^2 n_h n_l$, $C_F C_A T_F^2 n_h n_l$, $C_F T_F^3 n_h^2 n_l$, $d_{FF} n_l$ численно. Эта формула слишком длинна, чтобы приводить ее здесь. Численно

$$z(M) = 1 - \frac{4 \alpha_s}{3 \pi} - \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2 (17.45 - 1.33 n_l) - \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^3 (262.42 - 0.78 \xi - 35.81 n_l + 0.98 n_l^2) - \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^4 [5137.72 - 15.67 \xi + 1.07 \xi^2 - (1030.82 - 0.71 \xi) n_l + 60.30 n_l^2 - 1.00 n_l^3] + \mathcal{O}(\alpha_s^5), \quad (9)$$

где $\alpha_s = \alpha_s^{(n_f)}(M)$, $\xi = 1 - a^{(n_f)}(M)$. Для b -кварковой HQT ($n_l = 4$) в калибровке Ландау

$$z(M) = 1 - \frac{4 \alpha_s}{3 \pi} - 12.12 \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2 - 134.11 \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^3 - 1903.42 \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^4 + \mathcal{O}(\alpha_s^5). \quad (10)$$

В [3] было опубликовано предсказание наивной неабелианизации [11] (называемой также пределом большого β_0)

$$z(M) = 1 - \frac{4 \alpha_s}{3 \pi} - 16.66 \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2 - 153.41 \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^3 - 1953.40 \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^4 + \mathcal{O}(\alpha_s^5). \quad (11)$$

Результат (10) хорошо с ним согласуется. Коэффициенты ряда теории возмущений быстро растут;

это связано с ИК-ренормалоном в $u = \frac{1}{2}$ [3], т.е. в наиболее близкой к началу координат из всех возможных точек, что приводит к самому быстрому росту.

В квантовой электродинамике коэффициент шивки $z(\mu)$, связывающий поля электрона в КЭД и эффективной теории Блоха–Нордсика, калибровочно-инвариантен во всех порядках по α [3]. Мы получили

$$z(M) = 1 - \frac{\alpha}{\pi} - 1.09991 \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^2 + \quad (12)$$

$$+ 4.40502 \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^3 - 2.16215 \left(\frac{\alpha}{\pi}\right)^4 + \mathcal{O}(\alpha^5),$$

где $\alpha = \alpha^{(1)}(M)$, то есть $\overline{\text{MS}} \alpha^{(1)}(\mu)$ (с 1 лептонным ароматом) при $\mu = M$, массе электрона в схеме на массовой поверхности. Этот результат легко перевыразить через α в схеме перенормировки на массовой поверхности. Быстрого роста коэффициентов ряда здесь нет; коэффициенты не знакопостоянны. Это связано с отсутствием ренормалона.

Подробные результаты представлены в [12].

Работа А.Г. поддержана российским министерством науки и высшего образования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. A. V. Manohar and M. B. Wise, *Heavy Quark Physics*, Vol. 10 of *Camb. Monogr. Part. Phys.*
2. A. G. Grozin, *Heavy Quark Effective Theory*, Vol. 201 of *Springer Tracts Mod. Phys.* (Springer, Berlin, 2004).
3. A. G. Grozin, *Phys. Lett. B* **692**, 161 (2010), arXiv:1004.2662.
4. R. Lee, P. Marquard, A. V. Smirnov, V. A. Smirnov, and M. Steinhauser, *JHEP* **03**, 162 (2013), arXiv:1301.6481.
5. P. Marquard, A. V. Smirnov, V. A. Smirnov, and M. Steinhauser, *Phys. Rev. D* **97**, 054032 (2018), arXiv:1801.08292.
6. S. Laporta, *Phys. Lett. B* **802**, 135264 (2020), arXiv:2001.02739.
7. A. Grozin, J. M. Henn, G. P. Korchemsky, and P. Marquard, *JHEP* **01**, 140 (2016), arXiv:1510.07803.
8. A. Grozin, *JHEP* **06**, 073 (2018); *JHEP* **01**, 134 (Addendum) (2019), arXiv:1805.05050.
9. A. Grozin, J. Henn, and M. Stahlhofen, *JHEP* **10**, 052 (2017), arXiv:1708.01221.
10. R. Brüser, A. Grozin, J. M. Henn, and M. Stahlhofen, *JHEP* **05**, 186 (2019), arXiv:1902.05076.
11. D. J. Broadhurst and A. G. Grozin, *Phys. Rev. D* **52**, 4082 (1995), hep-ph/9410240.
12. A. G. Grozin, P. Marquard, A. V. Smirnov, V. A. Smirnov, and M. Steinhauser, arXiv:2005.14047.

MATCHING HEAVY-QUARK FIELDS IN QCD AND HQET AT 4 LOOPS

A. G. Grozin^{1,2)}, P. Marquard³⁾, A. V. Smirnov⁴⁾, V. A. Smirnov⁵⁾, M. Steinhauser⁶⁾

¹⁾ *Budker Institute of Nuclear Physics, Novosibirsk, Russia*

²⁾ *Novosibirsk State University, Novosibirsk, Russia*

³⁾ *Deutsches Elektronen-Synchrotron, DESY, Zeuthen, Germany*

⁴⁾ *Research Computing Center, Moscow State University, Russia*

⁵⁾ *Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics of Moscow State University, Russia*

⁶⁾ *Institut für Theoretische Teilchenphysik, Karlsruher Institut für Technologie (KIT), Karlsruhe, Germany*

The matching coefficient of the heavy-quark fields in QCD and HQET is calculated up to 4 loops.