

ФОТОНЕЙТРОННЫЕ РЕАКЦИИ НА ЯДРАХ ^{129}Xe И ИХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ДИССОЦИАЦИЯ В КОЛЛАЙДЕРАХ

© 2020 г. С. С. Бельшев¹⁾, В. В. Варламов²⁾, С. А. Гунин^{3),4)},
А. И. Давыдов¹⁾, Б. С. Ишханов^{1),2)}, И. А. Пшеничнов^{4)*}, В. Н. Орлин²⁾

Поступила в редакцию 03.05.2019 г.; после доработки 16.06.2019 г.; принята к публикации 16.06.2019 г.

Электромагнитная диссоциация (ЭМД) ультрарелятивистских ядер существенно влияет на время жизни пучков в коллайдерах RHIC и LHC, а вторичные ядра, образующиеся в результате ЭМД, могут оказывать нежелательное воздействие на компоненты коллайдеров. Вместе с тем регистрация нейтронов от ЭМД позволяет вести мониторинг светимости коллайдеров. Для вычисления полных и парциальных сечений ЭМД методом Вайцзеккера–Вильямса необходимы надежные модели фотоядерных реакций, предварительно проверенные путем сравнения их результатов с экспериментальными данными. С момента запуска LHC основное внимание уделялось ^{208}Pb – ^{208}Pb -столкновениям, был проведен также сеанс с ядрами ^{129}Xe . В отличие от ядер ^{208}Pb , для которых сечения фотоядерных реакций и сечения ЭМД измерялись в разных лабораториях, данные для ^{129}Xe отсутствуют. В настоящей работе с помощью экспериментально-теоретического метода выполнена оценка сечений реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$ и (γ, abs) для ядра ^{129}Xe на основе имеющихся данных для соседнего ядра ^{127}I и комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФЯР). Установлено, что результаты расчетов для энергий фотонов до 40 МэВ для ^{129}Xe с использованием КМФЯР и библиотеки TENDL-2017, построенной с помощью кода TALYS, близки друг к другу и неплохо согласуются с данными Сакле для ^{127}I . С помощью вновь полученных оцененных данных, библиотеки TENDL-2017 и аппроксимаций полных сечений фотопоглощения выше порога рождения пиона выполнены вычисления сечений ЭМД ^{129}Xe на LHC и проектируемом коллайдере FCC-hh. Результаты вычислений сравнены с результатами модели RELDIS.

DOI: 10.31857/S0044002719060047

1. ВВЕДЕНИЕ

Горячая и плотная ядерная материя образуется в столкновениях ультрарелятивистских ядер в области перекрытия пространственных распределений их ядерных плотностей. Поскольку наибольшая плотность энергии обеспечивается взаимодействием значительного количества внутриядерных нуклонов из каждого ядра-партнера по столкновению, то центральное место в программах исследований ядро-ядерных столкновений на RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) в Брукхейвенской национальной лаборатории и на LHC (Large Hadron Collider) в ЦЕРНе занимает изуче-

ние столкновений тяжелых ядер ^{197}Au – ^{197}Au [1] и ^{208}Pb – ^{208}Pb [2]. В ЦЕРНе в разные годы исследовались взаимодействия ускоренных на SPS (Super Proton Synchrotron) ядер O, S, Ar, Xe, In, Pb с легкими и тяжелыми ядрами-мишенями [3]. В частности, в эксперименте NA61/SHINE систематически исследуются свойства ядро-ядерных столкновений при различных энергиях в зависимости от масс сталкивающихся ядер [4]. Инжекция в LHC ядер с другими массами и зарядами, помимо тщательной перенастройки самого коллайдера [5], требует перенастройки всей последовательности предускорителей и ионного накопительного кольца: LINAC3, LEIR, PS и SPS. Это одна из причин того, что с момента запуска LHC в 2010 г. помимо протонов и ядер ^{208}Pb в нем только однажды ускорялись ядра ^{129}Xe . В будущем, после завершения модификации коллайдера в 2021 г. (проект HL-LHC) или позднее, после замены магнитов, обеспечивающих повышение энергии столкновений (проект HE-LHC), набор ускоряемых на LHC ядер будет, вероятно, расширен добавлением более легких ядер, таких как ^{16}O , ^{40}Ar , ^{40}Ca и ^{78}Kr [6]. В исполь-

¹⁾Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, физический факультет, Россия.

²⁾Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д. В. Скобельцына, Россия.

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

⁴⁾Институт ядерных исследований Российской академии наук, Москва, Россия.

*E-mail: pshenich@inr.ru

зуюмом в ЦЕРНе источнике ионов [7], основанном на электронном циклотронном резонансе, удобно применять инертные газы, поэтому ядра ^{40}Ar , ^{78}Kr , ^{84}Kr и ^{129}Xe являются основными кандидатами на использование в будущих экспериментах.

Помимо необходимости изучения физики ядроядерных столкновений в зависимости от размера сталкивающихся ядер, использование ядер легче ^{208}Pb позволит снизить потери ядер пучка в результате электромагнитных процессов. Действительно, электромагнитная диссоциация (ЭМД) ^{208}Pb в результате воздействия лоренцсжатых кулоновских полей ядер-партнеров по ультрапериферическим взаимодействиям вместе с подхватом ^{208}Pb электронов от пар e^+e^- , рожденных в этих интенсивных полях, вызывает значительные потери ядер из пучков коллайдера [8]. В отличие от фрагментации ядер в адронных взаимодействиях, в электромагнитных процессах часто образуются вторичные ионы с близкими к ^{208}Pb отношениями заряда к массе. Такие ионы могут проходить сквозь систему коллиматоров ЛНС и оказывать нежелательное радиационное и тепловое воздействие на компоненты ЛНС [8]. Достоверные значения парциальных сечений ЭМД ^{208}Pb с вылетом одного и двух нейтронов необходимы для мониторинга светимости ЛНС посредством регистрации таких нейтронов в передних калориметрах ZDC (Zero Degree Calorimeters) [9]. Как было показано в работе [10], модель RELDIS [9], опирающаяся на метод Вайцзеккера–Вильямса [11] и моделирующая эмиссию нуклонов из ядер ^{208}Pb методом Монте–Карло, хорошо описывает данные эксперимента ALICE на ЛНС по эмиссии нейтронов в результате ЭМД.

Для вычисления полных и парциальных сечений ЭМД методом Вайцзеккера–Вильямса необходимы надежные модели фотоядерных реакций, предварительно проверенные путем сравнения их результатов с экспериментальными данными. Однако соответствующие данные для ядер ^{129}Xe отсутствуют и, в целом, ядро ^{129}Xe остается малоизученным. Поэтому, в частности, в работе [12] было предложено использовать измеренные дифференциальные сечения фоторождения ρ^0 -мезона в ультрапериферических столкновениях ядер ^{129}Xe на ЛНС для определения распределения ядерной плотности и радиуса ^{129}Xe .

Целью настоящей работы является оценка сечений реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$ и (γ, abs) для ядра ^{129}Xe с помощью экспериментально-теоретического метода на основе имеющихся данных для соседнего ядра ^{127}I и комбинированной модели фотоядерных реакций (КМФЯР) [13, 14]. С помощью вновь полученных оцененных данных,

библиотеки TENDL-2017, построенной на основе кода TALYS [15], и аппроксимаций полных сечений фотопоглощения выше порога рождения пиона [16] вычислены и сравнены с результатами модели RELDIS [9] сечения ЭМД в столкновениях ^{129}Xe на ЛНС и проектируемом коллайдере FCC-hh [17].

2. СРАВНЕНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ СЕЧЕНИЙ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ ^{129}Xe С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ ДЛЯ СОСЕДНИХ ЯДЕР

Поскольку экспериментальные данные по сечениям фотонейтронных реакций на ядре ^{129}Xe отсутствуют, в настоящей работе для ^{129}Xe были выполнены расчеты в рамках комбинированной модели фотоядерных реакций [13, 14] и использованы данные из библиотеки TENDL-2017, полученные с помощью модели TALYS [15]. Были вычислены парциальные сечения реакций с вылетом определенного количества нейтронов $(\gamma, 1nX)$, $(\gamma, 2nX)$, $(\gamma, 3nX)$, где X указывает на возможное присутствие в конечном состоянии заряженных частиц помимо нейтронов, и будет в дальнейшем для краткости опускаться, а также их сумма — полное фотонейтронное сечение

$$\sigma(\gamma, Sn) = \sigma(\gamma, 1n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, 3n) + \dots, \quad (1)$$

которое для тяжелых ядер является хорошим приближением для полного сечения фотопоглощения, $\sigma(\gamma, \text{abs}) \approx \sigma(\gamma, Sn)$. Эти сечения и инклюзивное сечение выхода нейтронов

$$\sigma(\gamma, xn) = \sigma(\gamma, 1n) + 2\sigma(\gamma, 2n) + 3\sigma(\gamma, 3n) + \dots \quad (2)$$

сравнивались с данными по фоторасщеплению соседних с ^{129}Xe ядер: ^{127}I [18, 19], ^{128}Te [20], ^{133}Cs [21, 22], ^{138}Ba [23], полученными на пучках квазимоноэнергетических аннигиляционных фотонов методом разделения фотонейтронов по множественности.

Было установлено, что, во-первых, для всех рассматриваемых парциальных и полных реакций результаты расчетов в рамках моделей КМФЯР и TALYS для ядра ^{129}Xe оказываются близки, а во-вторых, наилучшее согласие расчетных сечений реакций для ядра ^{129}Xe с экспериментальными сечениями наблюдается для данных, полученных для ядра ^{127}I в Сакле (Франция) [19]. Сравнение обсуждаемых сечений реакций для ядер ^{127}I и ^{129}Xe

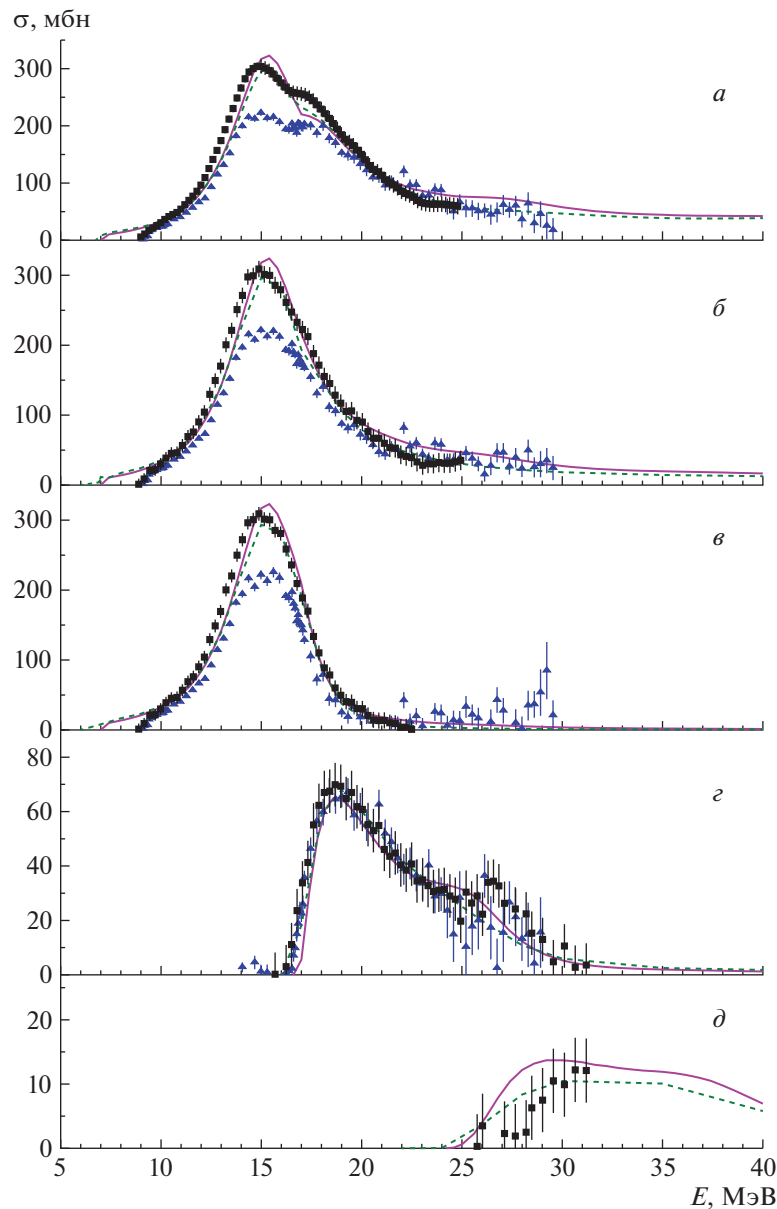


Рис. 1. Сравнение теоретических (сплошная кривая — [13, 14], штриховая — [15]) сечений реакций для ядра ^{129}Xe и экспериментальных (\blacktriangle — [18], \blacksquare — [19]) сечений реакций для ядра ^{127}I : *a* — $\sigma(\gamma, xn)$, *б* — $\sigma(\gamma, Sn)$, *в* — $\sigma(\gamma, 1n)$, *г* — $\sigma(\gamma, 2n)$, *д* — $\sigma(\gamma, 3n)$.

проводится на рис. 1, который подтверждает существование значительных систематических расхождений между результатами экспериментов [18] и [19].

В результате проведенных сравнений экспериментальное инклюзивное сечение реакции выхода нейтронов (2) для ядра ^{127}I [19] и результаты теоретических расчетов для ядра ^{129}Xe в рамках КМФЯР [13, 14] были использованы для оценки парциальных сечений и полного фотонейтронного сечения для ^{129}Xe .

3. ОЦЕНКА СЕЧЕНИЙ ФОТОНЕЙТРОННЫХ РЕАКЦИЙ НА ЯДРЕ ^{129}Xe С ПОМОЩЬЮ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНО- ТЕОРЕТИЧЕСКОГО МЕТОДА

Для оценки сечений парциальных фотонейтронных реакций на ядре ^{129}Xe на основании экспериментальных данных по сечению выхода нейтронов для соседнего ядра ^{127}I был использован экспериментально-теоретический метод оценки сечений парциальных реакций, не зависящих от систематических погрешностей эксперименталь-

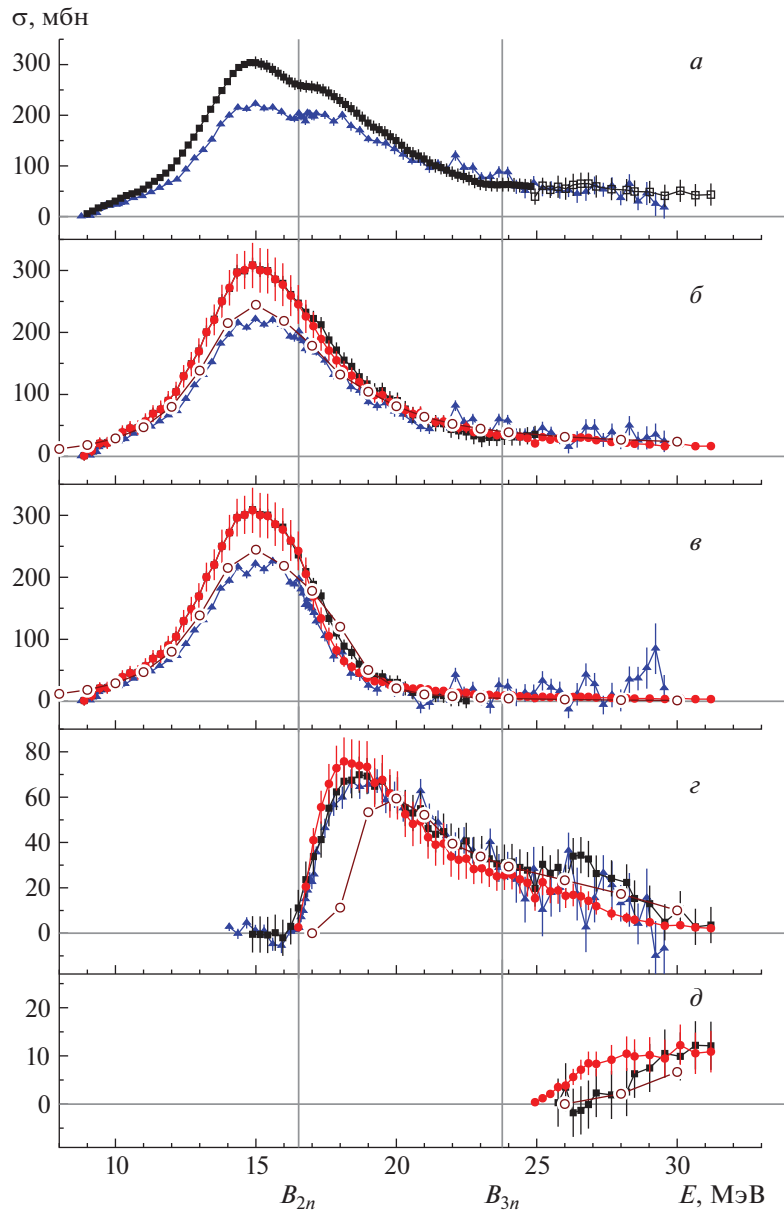


Рис. 2. Сравнение оцененных (кружки) сечений реакций для ядра ^{129}Xe и экспериментальных ([19], квадраты) сечений реакций для ядра ^{127}I : а — $\sigma(\gamma, xn)$, б — $\sigma(\gamma, Sn)$, в — $\sigma(\gamma, 1n)$, г — $\sigma(\gamma, 2n)$, д — $\sigma(\gamma, 3n)$. Экспериментальные данные для $\sigma(\gamma, xn)$ до энергии 25 МэВ получены из БД [35], а при больших энергиях — как сумма (2) экспериментальных данных для $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ реакций [35]. Показаны также данные Ливермора [18] (треугольники) и результаты модели RELDIS [9] (открытые кружки).

ного метода разделения фотонейтронов по множественности, который ранее был успешно применен к фотонейтронным реакциям на различных ядрах [24–34]. В этом методе оценка сечений реакций различной множественности ($i = 1, 2, 3, \dots$) проводится в соответствии с соотношениями

$$\sigma_{\text{оцен}}(\gamma, in) = F_i^{\text{теор}} \sigma_{\text{экс}}(\gamma, xn) \quad (3)$$

с использованием теоретических переходных функций множественности нейтронов

$$F_i^{\text{теор}} = \sigma^{\text{теор}}(\gamma, in) / \sigma^{\text{теор}}(\gamma, xn), \quad (4)$$

рассчитываемых в рамках КМФЯР [13, 14]. Соотношение (3) означает, что экспериментальное инклюзивное сечение выхода нейтронов (2), не зависящее от погрешностей эксперимента в разделении нейтронов по множественности благодаря учету всех испускаемых нейтронов, разделяется на вклады парциальных реакций в соответствии с уравнениями модели, определяющими переходные функции множественности нейтронов $F_i^{\text{теор}}$ (4). Эти функции также не зависят от проблем экспериментального разделения фотонейтронов по

Таблица 1. Оцененные интегральные сечения выходов нейтронов, полные сечения и сечения парциальных фотонейтронных реакций (в МэВ мбн) для ядра ^{129}Xe в сравнении с экспериментальными данными для ядра ^{127}I [19, 35] для различных значений верхнего предела интегрирования $E^{\text{инт}}$, при одинаковом нижнем пределе, соответствующем порогу эмиссии нейтрона

Реакция	[19, 35]	Оценка	[19, 35]	Оценка	[19, 35]	Оценка
	$E^{\text{инт}} = B2n = 16.52 \text{ МэВ}$		$E^{\text{инт}} = B3n = 23.85 \text{ МэВ}$		$E^{\text{инт}} = 31.20 \text{ МэВ}$	
$(\gamma, xn)^*$	1213.8 ± 10.9	1210.9 ± 24.0	2319.8 ± 18.7	2283.8 ± 31.6	2708.1 ± 25.3	2647.7 ± 33.5
(γ, Sn)	1210.6 ± 24.0	1212.5 ± 10.1	1960.8 ± 16.5	1929.1 ± 27.5	2139.5 ± 20.0	2105.7 ± 28.2
$(\gamma, 1n)^{**}$	1210.6 ± 24.0	1211.1 ± 9.4	1601.7 ± 13.7	1574.4 ± 26.0	1601.7 ± 13.7	1615.5 ± 26.1
$(\gamma, 2n)$	0.3 ± 0.1	1.4 ± 3.8	359.1 ± 8.8	354.7 ± 9.0	506.9 ± 13.2	438.7 ± 9.9
$(\gamma, 3n)$	—	—	—	—	30.8 ± 5.6	51.6 ± 4.0

* Экспериментальные данные до энергии 25 МэВ получены из БД [35], а при больших энергиях получены как сумма (2) экспериментальных данных для $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ реакций [35].

** Экспериментальные данные для сечения реакции $(\gamma, 1n)$ известны до энергии 22.5 МэВ [19].

множественности. На основании результатов, полученных ранее для более чем 30 ядер, было показано, что сечения парциальных фотонейтронных реакций, оцененные с помощью описанного метода, оказываются свободными от систематических погрешностей экспериментальных методов и потому достоверными [24–34].

Сечения парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$, а также полной фотонейтронной реакции $\sigma(\gamma, Sn)$ (1) для ядра ^{129}Xe были оценены с помощью описанного экспериментально-теоретического метода. При этом использовались экспериментальные данные об инклюзивном сечении реакции выхода фотонейтронов для ядра ^{127}I [19]. Числовые данные были получены на основе материалов международной электронной базы данных (БД) по сечениям ядерных реакций [35]. В этой БД сечение реакции $(\gamma, 1n)$ приведено до энергии 22.5 МэВ, а сечение реакции выхода нейтронов $\sigma(\gamma, xn)$ (2) — до 25 МэВ, тогда как сечения реакций $(\gamma, 2n)$ и $(\gamma, 3n)$ приведены до энергии 31.2 МэВ. Поэтому в процедуре оценки (3) в качестве $\sigma^{\text{экс}}(\gamma, xn)$ использовалась соответствующая сумма (2) экспериментальных сечений парциальных реакций $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$ [18]. Это позволило провести оценку в области энергий до 31.2 МэВ. Используемые в процедуре оценки (3) отношения $F_i^{\text{теор}}$ были рассчитаны в рамках КМФЯР [24, 25].

Оцененные сечения парциальных реакций и полной фотонейтронной реакции (1) приведены на рис. 2. Для сравнения на том же рисунке показаны данные Ливермора [18] и результаты модели RELDIS [9]. Следует отметить, что RELDIS использует систематику полных сечений фотопоглощения, предложенную в работе [36], и которая для ядра ^{127}I практически совпадает с данными Ливермора [18], которые, в свою очередь, идут ниже данных Сакле [19]. Из рисунка

также видно, что RELDIS занижает сечение реакции $(\gamma, 2n)$ вблизи порога. Соответствующие величины интегральных сечений обсуждаемых реакций приведены в табл. 1, из которой следует, что полученные оцененные интегральные сечения весьма близки к данным Сакле [19].

4. ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ ЭМД ^{129}Xe НА КОЛЛАЙДЕРАХ ЛНС И FCC-hh

Впервые оцененные в настоящей работе данные по полному сечению фоторасщепления ядра ^{129}Xe в диапазоне энергий фотона от порога эмиссии нейтрона до 31 МэВ позволяют вычислить полное сечение ЭМД ядер ^{129}Xe на коллайдерах ЛНС и FCC-hh при условии дополнения их сечениями выше 31 МэВ из библиотеки TENDL-2017, полученными с помощью кода TALYS [15] до порога фоторождения пиона 140 МэВ, и аппроксимациями полных сечений фотопоглощения на ядрах [16] выше этого порога. Действительно, как было подтверждено измерениями, выполненными в работе [10], благодаря доминированию мягких эквивалентных фотонов в спектре энергий фотонов Вайцзеккера–Вильямса, эмиссия одного нейтрона составляет свыше 50% сечения ЭМД ядер ^{208}Pb на ЛНС, а вклад двухнейтронного канала — еще около 10%. Это означает, что и для ЭМД ^{129}Xe следует ожидать доминирующего вклада рассмотренных одно- и двухнейтронных каналов в полное сечение ЭМД.

На рис. 3 представлены зависимости полных сечений фотопоглощения на ^{129}Xe , используемые в настоящей работе для вычисления полных сечений одиночной ЭМД. Приведена также свертка этих сечений со спектром эквивалентных фотонов, путем интегрирования которой по энергии получается полное сечение ЭМД ядер ^{129}Xe в их столкновениях на коллайдерах.

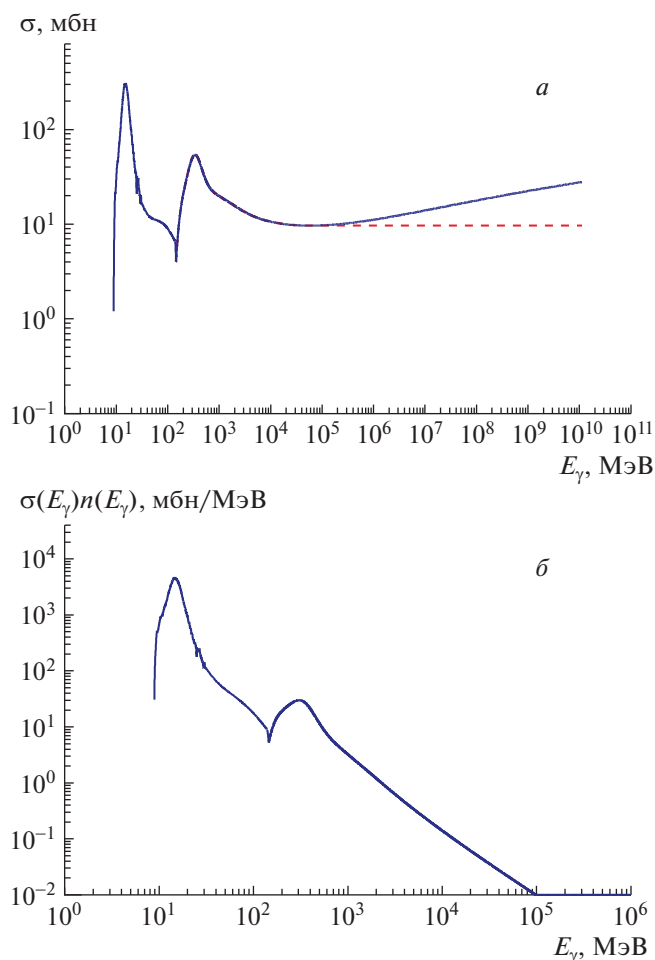


Рис. 3. Полное сечение фотопоглощения на ядре ^{129}Xe и его произведение со спектром эквивалентных фотонов, используемые для вычисления полного сечения ЭМД в ^{129}Xe – ^{129}Xe -столкновениях на ЛНС при $\sqrt{s_{NN}} = 5.44$ ТэВ. *а* – сечение фотопоглощения на ^{129}Xe , полученное в соответствующих интервалах E_γ : на основе оцененных в настоящей работе данных ($E_\gamma < 31.2$ МэВ), из библиотеки TENDL-2017 ($31.2 < E_\gamma < 140$ МэВ) и из аппроксимаций работы [16] ($E_\gamma > 145$ МэВ) (сплошная кривая); те же зависимости, но пренебрегая ростом сечения выше 60 ГэВ (штриховая). *б* – первое из указанных сечений, умноженное на спектр эквивалентных фотонов.

В зависимости от энергии фотона использовались пять различных аппроксимаций (варианты I–V) полных сечений фотопоглощения. В вариантах III и V при $E_\gamma < 31.2$ МэВ использовались оцененные в настоящей работе сечения, при $31.2 < E_\gamma < 140$ МэВ — данные из библиотеки TENDL-2017, при $E_\gamma > 145$ МэВ — аппроксимации из работы [16]. Для сшивки различных аппроксимаций использовалась линейная интерполяция между крайними точками соответствующих диапазонов. Вариант II использует TENDL-2017

для сечений фотопоглощения ниже 140 МэВ. Для оценки влияния роста полных сечений на ядрах выше 60 ГэВ (варианты IV и V) на сечения ЭМД использовались альтернативные зависимости (I, II и III), в которых сечения фотопоглощения считались постоянными выше 60 ГэВ, см. пример такой зависимости на рис. 3а. В частности, модель RELDIS [9] пренебрегает ростом сечения в области высоких энергий (вариант I).

Таблицы 2 и 3 содержат основные результаты настоящей работы — полные сечения одиночной ЭМД ядер ^{129}Xe на ЛНС и FCC-hh, вычисленные в приближении однофотонного обмена на основе пяти представленных выше различных аппроксимаций полного сечения фотопоглощения. Следует отметить, что модель RELDIS позволяет дополнительно вычислять вклад двухфотонного обмена, который составляет для рассматриваемых случаев 0.3–0.4 бн (~0.6%), но для удобства сравнения с остальными вариантами расчетов он в табл. 2 и 3 не учтен. Верхние границы спектра эквивалентных фотонов ($\sim \gamma/2R$), принятые в настоящей работе и используемые в модели RELDIS, практически совпадают, а небольшая разница связана с выбором радиуса R ядра ^{129}Xe . Как следует из таблиц, расчеты на основе TENDL-2017 (II) дают сечения ЭМД на 7–8% больше, чем RELDIS (I), которая использует систематику из работы [36]. Использование полученных оцененных данных (III) вместо TENDL-2017 незначительно, на 0.4%, снижает вычисляемое сечение. Эффект от учета роста сечения фотопоглощения при больших энергиях (варианты II и III в сравнении соответственно с IV и V) оказывается умеренным (+1.5%) для ЛНС и более заметным для FCC-hh (+5%), что и следовало ожидать в результате увеличения энергии столкновений на FCC-hh. В целом можно отметить неплохое (в пределах 0.5%) согласие между сечениями, полученными с использованием данных TENDL-2017 и оцененными в настоящей работе сечениями. Вместе с тем следует указать на необходимость обновления модели RELDIS путем внесения в нее вновь полученных оцененных полных сечений фотопоглощения и учета их роста при высоких энергиях фотона, выше 60 ГэВ. С другой стороны, погрешность настоящих расчетов с новыми аппроксимациями сечений фотопоглощения по причине пренебрежения двухфотонными процессами составляет примерно 0.6%. В целом расхождения между сечениями ЭМД ^{129}Xe , которые получены на основе рассмотренных вариантов I–V аппроксимаций сечений фотопоглощения, не превышают 8% для ЛНС и 13% для FCC-hh. Это может служить оценкой неопределенности вычислений сечений ЭМД ядер ^{129}Xe в их столкновениях на коллайдерах.

Таблица 2. Полные сечения одиночной ЭМД в столкновениях ядер ^{129}Xe на LHC, вычисленные с различными вариантами полных сечений фотопоглощения

$^{129}\text{Xe}-^{129}\text{Xe}$ $\sqrt{s_{NN}} = 5.44 \text{ ТэВ}$	RELDIS	TENDL-2017	Настоящая работа	TENDL-2017	Настоящая работа
	I	II	III	IV	V
Сечение ЭМД (бн)	50.3	54.0	53.8	54.8	54.6
Максимальная энергия фотона (ТэВ)	251.6		251.9		
Рост сечения при $E_\gamma > 60 \text{ ГэВ}$	нет	нет	нет	есть	есть

Таблица 3. Полные сечения одиночной ЭМД в столкновениях ядер ^{129}Xe на FCC-hh, вычисленные с различными вариантами полных сечений фотопоглощения

$^{129}\text{Xe}-^{129}\text{Xe}$ $\sqrt{s_{NN}} = 41.8 \text{ ТэВ}$	RELDIS	TENDL-2017	Настоящая работа	TENDL-2017	Настоящая работа
	I	II	III	IV	V
Сечение ЭМД (бн)	67.5	73.6	73.3	77.3	76.9
Максимальная энергия фотона (ТэВ)	14845		14870		
Рост сечения при $E_\gamma > 60 \text{ ГэВ}$	нет	нет	нет	есть	есть

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании имеющихся данных для соседнего к ^{129}Xe ядра ^{127}I и комбинированной модели фотоядерных реакций выполнена оценка сечений $(\gamma, 1n)$, $(\gamma, 2n)$, $(\gamma, 3n)$ и (γ, abs) для ядра ^{129}Xe . Установлено, что результаты расчетов с использованием КМФЯР и кода TALYS в области энергий фотонов до 40 МэВ для ^{129}Xe близки друг к другу и неплохо согласуются с данными Сакле для ^{127}I . С помощью полученных оцененных данных, данных библиотеки TENDL-2017 и аппроксимаций полных сечений фотопоглощения выше порога рождения пиона вычислены сечения ЭМД в столкновениях ^{129}Xe на LHC и проектируемом коллайдере FCC-hh. Использование различных аппроксимаций полных сечений фотопоглощения на ядре ^{129}Xe позволило оценить неопределенности получаемых сечений ЭМД: 54.6 ± 4 бн для LHC и 76.9 ± 9 бн для FCC-hh. Кроме этого, можно сделать вывод о желательности обновления модели RELDIS путем внесения в нее оцененных полных сечений фотопоглощения, и учета их роста при высоких энергиях.

Для проверки вычисленных в настоящей работе сечений ЭМД ядер ^{129}Xe целесообразно измерить абсолютную величину этого сечения на LHC. Прямые измерения фотонейтронных сечений на пучке фотонов, например, на мишени из сжиженного ^{129}Xe требуют больших затрат и, насколько это известно авторам, в настоящее время не планируются.

Работа поддерживалась Исследовательским контрактом № 20501 (Координационный исследовательский проект № F41032) Международного

агентства по атомной энергии (МАГАТЭ) и грантом Фонда развития теоретической физики и математики “БАЗИС” №18-2-6-93-1.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. T. A. Trainor, *Int. J. Mod. Phys. E* **23**, 1430011 (2014).
2. H. Bello, A. Fernandez, and A. Ortiz, *J. Phys. Conf. Ser.* **761**, 012033 (2016).
3. G. E. Bruno, *EPJ Web Conf.* **95**, 06001 (2015).
4. M. Mackowiak-Pawlowska, *Nucl. Phys. A* **956**, 344 (2016).
5. J. M. Jowett, *J. Phys. G* **35**, 104028 (2008).
6. Z. Citron, A. Dainese, J. F. Grosse-Oetringhaus, J. M. Jowett, Y.-J. Lee, U. A. Wiedemann, M. Winn, A. Andronic, F. Bellini, E. Bruna, E. Chapon, H. Dembinski, D. d’Enterria, I. Grabowska-Bold, G. M. Innocenti, C. Loizides, *et al.*, arXiv: 1812.06772.
7. V. Toivanen, G. Bellodi, C. Fichera, D. Kuchler, A. M. Lombardi, M. Maintrot, A. Michet, M. O’Neil, S. Sadovich, F. Wenander, and O. Tarvainen, in *Proceedings of the ECRIS2016, Busan, Korea, 28 Aug.–1 Sep. 2016, 2017*, WEA001.
8. R. Bruce, D. Bocian, S. Gilardoni, and J. M. Jowett, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **12**, 071002 (2009).
9. И. А. Пшеничников, ЭЧАЯ **42**, 415 (2011) [*Phys. Part. Nucl.* **42**, 215 (2011)].
10. B. Abelev *et al.* (ALICE Collab.), *Phys. Rev. Lett.* **109**, 252302 (2012).
11. C. Bertulani and G. Baur, *Phys. Rept.* **163**, 299 (1988).
12. V. Guzey, E. Kryshen, and M. Zhalov, *Phys. Lett. B* **782**, 251 (2018).
13. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЭЧАЯ **38**, 460 (2007) [*Phys. Part. Nucl.* **38**, 232 (2007)].
14. Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **71**, 517 (2008) [*Phys. At. Nucl.* **71**, 493 (2008)].

15. A. Koning and D. Rochman, Nucl. Data Sheets **113**, 2841 (2012).
16. M. Kossov, Eur. Phys. J. A **14**, 377 (2002).
17. M. Schaumann, Phys. Rev. ST Accel. Beams **18**, 091002 (2015).
18. R. L. Bramblett, J. T. Caldwell, B. L. Berman, R. R. Harvey, and S. C. Fultz, Phys. Rev. **148**, 1198 (1966).
19. R. Bergere, H. Beil, P. Carlos, and A. Veysiere, Nucl. Phys. A **133**, 417 (1969).
20. A. Lepretre, H. Beil, R. Bergere, P. Carlos, J. Fagot, A. De Miniac, A. Veysiere, and H. Miyase, Nucl. Phys. A **258**, 350 (1976).
21. B. L. Berman, R. L. Bramblett, J. T. Caldwell, H. S. Davis, M. A. Kelly, and S. C. Fultz, Phys. Rev. **177**, 1745 (1969).
22. A. Lepretre, H. Beil, R. Bergere, P. Carlos, A. De Miniac, A. Veysiere, and K. Kernbach, Nucl. Phys. A **219**, 39 (1974).
23. B. L. Berman, S. C. Fultz, J. T. Caldwell, M. A. Kelly, and S. S. Dietrich, Phys. Rev. C **2**, 2318 (1970).
24. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, С. Ю. Трощев, Изв. РАН. Сер. физ. **74**, 884 (2010) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **74**, 842 (2010)].
25. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **75**, 1414 (2012) [Phys. At. Nucl. **75**, 1339 (2012)].
26. V. V. Varlamov, B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin, and K. A. Stopani, Eur. Phys. J. A **50**, 114 (2014).
27. B. S. Ishkhanov, V. N. Orlin, and V. V. Varlamov, EPJ Web Conf. **38**, 1203 (2012).
28. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, ЯФ **76**, 1484 (2013) [Phys. At. Nucl. **76**, 1403 (2013)].
29. В. В. Варламов, М. А. Макаров, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, ЯФ **78**, 678 (2015) [Phys. At. Nucl. **78**, 634 (2015)].
30. В. В. Варламов, М. А. Макаров, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, ЯФ **78**, 797 (2015) [Phys. At. Nucl. **78**, 746 (2015)].
31. В. В. Варламов, А. И. Давыдов, М. А. Макаров, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, Изв. РАН. Сер. физ. **80**, 351 (2016) [Bull. Rus. Acad. Sci. Phys. **80**, 317 (2016)].
32. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, М. Е. Степанов, ЯФ **79**, 315 (2016) [Phys. At. Nucl. **79**, 501 (2016)].
33. В. В. Варламов, Б. С. Ишханов, В. Н. Орлин, ЯФ **80**, 632 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 1106 (2017)].
34. В. В. Варламов, В. Н. Орлин, Н. Н. Песков, Изв. РАН. Сер. физ. **81**, 744 (2017) [Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. **81**, 670 (2017)].
35. Russia Lomonosov Moscow State University Skobeltsyn Institute of Nuclear Physics Centre for Photonuclear Experiments Data, Database “Nuclear Reaction Database (EXFOR)”, <http://cdfc.sinp.msu.ru/exfor/index.php>; International Atomic Energy Agency Nuclear Data Section, Database “Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR)”, <http://www-nds.iaea.org/exfor>; USA National Nuclear Data Center, Database “CSISRS and EXFOR Nuclear Reaction Experimental Data”, <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/exfor00.htm>
36. S. S. Dietrich and B. L. Berman, At. Data Nucl. Data Tables **38**, 199 (1988).

PHOTONEUTRON REACTIONS ON ^{129}Xe NUCLEI AND THEIR ELECTROMAGNETIC DISSOCIATION IN COLLIDERS

S. S. Belyshev¹), V. V. Varlamov²), S. A. Gunin^{3),4}), A. I. Davydov¹), B. S. Ishkhanov^{1),2}),
I. A. Pshenichnov⁴), V. N. Orlin²)

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

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

³) *Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Moscow, Russia*

⁴) *Institute for Nuclear Research of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

Electromagnetic dissociation (EMD) of ultrarelativistic nuclei has a significant impact on the lifetime of the beams in the RHIC and LHC colliders, and secondary nuclei produced in the EMD can have an undesirable influence on the components of the colliders. On the other hand, the registration of neutrons from the EMD makes it possible to monitor the luminosity of the colliders. Weizsäcker-Williams calculations of total and partial sections of the EMD of nuclei are based on reliable models of photonuclear reactions, which should be verified by comparing their results with experiment. Since the beginning of the LHC operation, it is focused on ^{208}Pb – ^{208}Pb collisions, but a run has also been conducted with ^{129}Xe nuclei. In contrast to ^{208}Pb , for which the photonuclear reaction cross sections and the EMD cross sections were measured in different laboratories, there are no data for ^{129}Xe . In this work, using the experimental–theoretical method, we evaluated the cross sections ($\gamma, 1n$), ($\gamma, 2n$), ($\gamma, 3n$), and (γ, abs) for ^{129}Xe based on the available data for the neighboring ^{127}I and the combined model of photonuclear reactions (CMPNR). As found, the results of the CMPNR and the TALYS code for ^{129}Xe in the photon energy range up to 40 MeV are close to each other and in good agreement with Saclay data for ^{127}I . On the basis of the obtained evaluated data, data from the library TENDL-2017 and approximations of the total photoabsorption cross section above the pion production threshold, we calculated and compared with the results of RELDIS model the EMD sections for ^{129}Xe collisions at the LHC and the planned FCC-hh collider.