

## ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЯДЕР НА КОЛЛАЙДЕРЕ FCC-hh

И. А. Пшеничников<sup>1, \*</sup>, С. А. Гунин<sup>1, 2, \*\*</sup>

<sup>1</sup> Институт ядерных исследований РАН, Москва

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт  
(Национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Россия

На будущем циклическом адронном коллайдере Future Circular Collider (FCC-hh) в ЦЕРН помимо протон-протонных столкновений предполагается изучать столкновения ядер свинца  $^{208}\text{Pb}$  с энергией  $\sqrt{s_{NN}} = 39,4$  ТэВ, которая в 7–8 раз превышает достигнутую на LHC. Электромагнитная диссоциация (ЭМД) ядер  $^{208}\text{Pb}$  наряду с захватом ими электронов от множественного рождения пар  $e^+e^-$  в ультрапериферических взаимодействиях на LHC приводит к значительным потерям светимости, а вторичные ионы оказывают локальное тепловое воздействие на сверхпроводящие магниты. В столкновениях легких и средних ядер можно ожидать ослабления этих эффектов. Для оценки условий функционирования коллайдеров в данной работе вычислены сечения ЭМД для столкновений ядер  $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{78}\text{Kr}$ ,  $^{84}\text{Kr}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{129}\text{Xe}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  и  $^{238}\text{U}$  на LHC и планируемом FCC-hh. Результаты сопоставлены с результатами модели RELDIS, оценены неопределенности вычислений сечений ЭМД, связанные с использованием различных аппроксимаций полного сечения поглощения фотонов ядрами.

At the Future Circular Collider (FCC-hh) at CERN in addition to proton–proton collisions it is planned to study interactions of  $^{208}\text{Pb}$  nuclei with the collision energy  $\sqrt{s_{NN}} = 39.4$  TeV, which is 7–8 times higher than that achieved at the LHC. The electromagnetic dissociation (EMD) of  $^{208}\text{Pb}$  nuclei, along with the electron capture resulting from the multiple production of  $e^+e^-$  pairs in ultraperipheral collisions at the LHC, leads to a significant luminosity decay, and secondary ions impose a well localized thermal load on superconducting magnets. As expected, such effects are reduced in collisions of light and medium nuclei. In this work the EMD cross sections for collisions of  $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{78}\text{Kr}$ ,  $^{84}\text{Kr}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{129}\text{Xe}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  and  $^{238}\text{U}$  at the LHC and the planned FCC-hh were calculated in order to assess the operation conditions of the colliders. The results were compared with the results of the RELDIS model, and the uncertainties of calculations of the EMD cross sections associated with the use of various approximations of the total nuclear photoabsorption cross sections were estimated.

PACS: 24.30.Cz; 25.20.-x; 25.75.-q

---

\*E-mail: pshenich@inr.ru

\*\*E-mail: gunin.sa@phystech.edu

Рекордные значения температуры и плотности вещества достигаются в столкновениях встречных пучков ультрарелятивистских ядер  $^{208}\text{Pb}$  на Большом адронном коллайдере (Large Hadron Collider — LHC) в ЦЕРН [1]. В налетающих друг на друга ядрах кинетическая энергия совокупности составляющих их нуклонов эффективно разогревает ядерную материю и приводит ее к переходу в кварк-глюонную плазму (КГП). Изучение столкновений  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  на LHC позволяет найти чувствительные к образованию КГП наблюдаемые, исследовать их зависимость от центральности столкновений [2]. Можно ожидать, что программа исследований столкновений ультрарелятивистских ядер будет продолжена и расширена, в частности, в направлении поиска новой физики — за пределами Стандартной модели [3]. Помимо столкновений  $^{208}\text{Pb}$  на LHC могут быть изучены столкновения легких и средних ядер: аргона ( $^{40}\text{Ar}$ ), криптона ( $^{78}\text{Kr}$ ,  $^{84}\text{Kr}$ ) и ксенона ( $^{129}\text{Xe}$ ) [3,4]. Возможно также дальнейшее увеличение энергии столкновений. Например, проект будущего адронного коллайдера FCC-hh [5–7] помимо протон-протонных взаимодействий при  $\sqrt{s_{pp}} = 100$  ТэВ также предусматривает изучение столкновений  $^{208}\text{Pb}$  при энергии в системе центра масс на нуклонную пару  $\sqrt{s_{NN}} = 39,4$  ТэВ, которая примерно в восемь раз будет превышать достигнутую на LHC энергию  $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$  ТэВ.

Кроме событий с геометрическим перекрытием ядер происходят и их ультрапериферические взаимодействия с прицельными параметрами, превосходящими сумму радиусов ядер:  $b > R_1 + R_2$ . Под действием лоренц-сжатых кулоновских полей ядер-партнеров по ультрапериферическому столкновению происходит их возбуждение, а затем развал на нуклоны и ядерные фрагменты. Взаимодействие тяжелых ультрарелятивистских ядер на LHC характеризуется большим сечением их электромагнитной диссоциации (ЭМД), которое намного превосходит сечение адронного взаимодействия. В частности, измеренное на LHC при энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 2,76$  ТэВ полное сечение ЭМД ядер  $^{208}\text{Pb}$  составляет 187,4 б [8], а сечение неупругого ядерного взаимодействия — только 7,7 б. Поэтому ЭМД ускоряемых на LHC ядер  $^{208}\text{Pb}$  наряду с процессом захвата ими электронов в результате множественного рождения электрон-позитронных пар существенно ограничивает время жизни пучков в коллайдере [9]. Отношения заряда к массе образующихся в результате электромагнитных взаимодействий ионов отличаются от отношения заряда к массе ядра для  $^{208}\text{Pb}$ , что приводит к изменению траектории вторичных ионов в магнитном поле ускорителя и локальному воздействию вторичных ядер на компоненты LHC [10]. Полные сечения ЭМД  $^{208}\text{Pb}$  и сечения образования вторичных ядер на LHC вычислялись во многих работах [11–13]. Однако в литературе отсутствуют данные по ЭМД легких и средних ядер, таких как Ar, Kr, Xe, при энергиях LHC, а при энергиях планируемого FCC-hh ЭМД ядер вообще не рассматривалась. Следует отметить, что использование  $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{78}\text{Kr}$ ,  $^{84}\text{Kr}$  и  $^{129}\text{Xe}$  в будущих экспериментах на коллайдерах весьма веро-

ятно, так как эти инертные газы благодаря химическим свойствам обладают преимуществами при использовании их в источниках ионов. В данной работе для ядер  $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{40}\text{Ca}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{78}\text{Kr}$ ,  $^{84}\text{Kr}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{129}\text{Xe}$ ,  $^{208}\text{Pb}$  и  $^{238}\text{U}$  методом Вайцзекера–Вильямса [11, 12] вычислены сечения ЭМД для столкновений на LHC и планируемом коллайдере FCC-hh, которые сопоставлены с результатами модели RELDIS [13]. Использование различных аппроксимаций полного сечения поглощения фотонов ядрами позволяет оценить неопределенности вычислений сечений ЭМД, которые необходимы для планирования будущих экспериментов на коллайдерах.

Рассмотрим ультрапериферическое взаимодействие ядра с массовым числом  $A_1$  и зарядом  $Z_1$  с ядром встречного пучка  $(A_2, Z_2)$  на коллайдере. Примем, что взаимодействуют ядра с одинаковыми массами и зарядами, которые имеют одинаковый лоренц-фактор  $\gamma$  в лабораторной системе. В системе покоя  $(A_2, Z_2)$  кулоновское поле ядра-партнера  $(A_1, Z_1)$  по столкновению оказывается лоренц-сжатым с эффективным фактором  $\gamma_{\text{eff}} = 2\gamma^2 - 1$ . Следуя методу Вайцзекера–Вильямса [11, 12], электромагнитное взаимодействие ядер в столкновении с прицельным параметром  $b$  можно интерпретировать как поглощение ядром  $(A_2, Z_2)$  эквивалентных фотонов от ядра  $(A_1, Z_1)$  со следующим спектром (считая  $\hbar = c = 1$ ):

$$N_{Z_1}(E_1, b) = \frac{\alpha Z_1^2}{\pi^2} \frac{x^2}{\beta_{\text{eff}}^2 E_1 b^2} \left( K_1^2(x) + \frac{1}{\gamma_{\text{eff}}^2} K_0^2(x) \right), \quad (1)$$

где  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры, а  $K_0(x)$  и  $K_1(x)$  — модифицированные функции Бесселя нулевого и первого порядков соответственно от аргумента  $x = E_1 b / \gamma_{\text{eff}} \beta_{\text{eff}}$ . Поскольку на коллайдерах LHC и FCC-hh  $\gamma_{\text{eff}} \gg 1000$ , то  $\beta_{\text{eff}} \approx 1$  и поэтому в дальнейшем будет заменяться на единицу. Среднее число поглощенных ядром  $(A_2, Z_2)$  фотонов, инициирующих ЭМД, можно определить, используя  $\sigma_{A_2}(E_1)$  — полное сечение фотопоглощения ядром  $(A_2, Z_2)$ :

$$m_{A_2}(b) = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE_1 N_{Z_1}(E_1, b) \sigma_{A_2}(E_1). \quad (2)$$

Нижний предел интегрирования  $E_{\min}$  равен порогу эмиссии нуклона (около 7–8 МэВ для рассматриваемых ядер), а верхний предел  $E_{\max} = \gamma_{\text{eff}}/b_{\min}$  связан с наименьшим возможным в ультрапериферических взаимодействиях прицельным параметром  $b_{\min}$ , при котором ядерные плотности еще не перекрываются [11, 12]. В данной работе принято, что  $b_{\min} = 2r_0(A^{1/3} - 0,75A^{-1/3})$ ,  $r_0 = 1,34$  фм,  $A = A_1 = A_2$  [14]. Интегрирование  $N_{Z_1}(E_1, b)$  по прицельному параметру от  $b_{\min}$  до  $\infty$  дает известное выражение для спектра фотонов Вайцзекера–Вильямса [11, 12]:

$$n_{Z_1}(E_1) = \frac{2\alpha Z_1^2}{\pi E_1} \left[ \xi K_0(\xi) K_1(\xi) - \frac{\xi^2}{2} (K_1^2(\xi) - K_0^2(\xi)) \right], \quad (3)$$

где  $\xi = E_1 b_{\min}/\gamma_{\text{eff}}$ .

Среднее число поглощенных ядром фотонов  $m(b)$  (см. (2)), вычисленное в работе [13] для столкновений  $^{208}\text{Pb}$  на ЛНС, только при малых прицельных параметрах достигает единицы, в результате этого сечение двухфотонных процессов составляет 1,4 % от однофотонного сечения. Поэтому можно принять приближение однофотонного обмена, в котором сечение ЭМД ядра ( $A_2, Z_2$ ) вычисляется как

$$\sigma^{\text{EMD}} = \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} dE_1 n_{Z_1}(E_1) \sigma_{A_2}(E_1). \quad (4)$$

Для определения  $\sigma^{\text{EMD}}$  необходимо иметь зависимость полного сечения фотопоглощения  $\sigma_{\gamma A}(E_\gamma)$  от энергии фотонов  $E_\gamma$  в диапазоне от  $E_{\min}$  до  $E_{\max}$ , в котором происходят различные процессы: возбуждение гигантского дипольного резонанса (ГДР), поглощение фотона квазидейтронными парами внутриядерных нуклонов, возбуждение отдельного нуклона (преимущественно в виде  $\Delta$ -изобары) или множественное рождение частиц фотонами высоких энергий. В данной работе при  $E_\gamma < 140$  МэВ используются таблицы сечений  $\sigma_{\gamma A}(E_\gamma)$  из библиотек оцененных ядерных данных (ENDF): JENDL/PD-2004 для  $^{40}\text{Ca}$ ; TENDL-2017, подготовленной с помощью модели TALYS [26], для  $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{63}\text{Cu}$ ,  $^{78}\text{Kr}$ ,  $^{84}\text{Kr}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{129}\text{Xe}$ ; JENDL/PD-2016 для  $^{208}\text{Pb}$  и  $^{238}\text{U}$ . Для  $E_\gamma$  выше порога рождения пиона применяются зависимости  $\sigma_{\gamma A}(E_\gamma)$  из работы [15], которые были построены путем аппроксимации данных, полученных на различных ядрах, и которые применимы до 40 ТэВ. На рис. 1 представлены аппроксимации [15] полных сечений  $\gamma p$ ,  $\gamma^{27}\text{Al}$  и  $\gamma^{208}\text{Pb}$ , которые хорошо описывают соответствующие экспериментальные данные [16–25]. Как видно из этого рисунка, аппроксимации [15] правильно описывают наблюдаемое в эксперименте уширение  $\Delta$ -изобары, «плавление» других  $\gamma N$ -резонансов в ядрах, поведение сечения фотопоглощения на ядрах в области ядерного экранирования (2–60 ГэВ) и монотонный рост сечения с увеличением  $E_\gamma$  в области выше 60 ГэВ. Следует отметить, что для нескольких рассматриваемых ядер ( $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{78}\text{Kr}$ ,  $^{84}\text{Kr}$  и  $^{129}\text{Xe}$ ) измерения сечений фотопоглощения не проводились, поэтому невозможно непосредственно проверить качество аппроксимаций [15, 26] для этих ядер. Тем не менее, поскольку экспериментальные данные для соседних по массе ядер-мишеней успешно описываются выбранными аппроксимациями, можно ожидать их применимости и для  $^{40}\text{Ar}$ ,  $^{78}\text{Kr}$ ,  $^{84}\text{Kr}$ ,  $^{129}\text{Xe}$ . На рис. 2, а в качестве примера представлена используемая в данной работе аппроксимация полного сечения фотопоглощения на  $^{208}\text{Pb}$ . Для оценки влияния роста полных сечений на ядрах при энергии выше 60 ГэВ на вычисляемые  $\sigma^{\text{EMD}}$  использовались альтернативные зависимости, в которых эти сечения предполагались постоянными

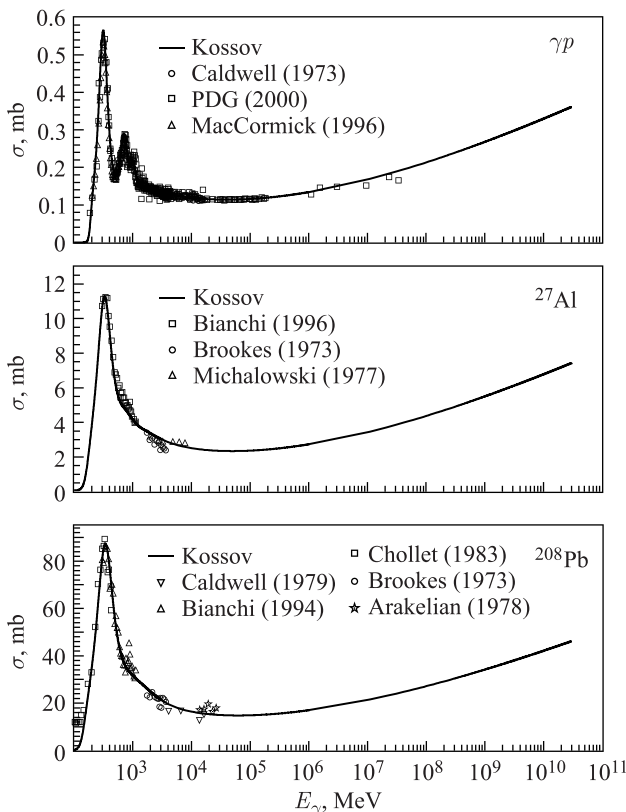


Рис. 1. Полные сечения взаимодействия фотонов выше порога фоторождения пиона с протонами, ядрами  $^{27}\text{Al}$  и  $^{208}\text{Pb}$ . Аппроксимации из работы [15] представлены сплошными кривыми, экспериментальные данные из работ [16–25] — различными символами

выше 60 ГэВ (пример такой зависимости без роста сечения для  $^{208}\text{Pb}$  см. на рис. 2, *a*). В частности, модель RELDIS [13] пренебрегает ростом  $\sigma_{\gamma A}(E_\gamma)$  в области высоких энергий.

Для вычисления интеграла (4) достаточно использовать простейший метод правых прямоугольников, применяя разбиение интервала интегрирования на элементарные отрезки в соответствии со скоростью изменения сечения  $\sigma_{\gamma A}(E_\gamma)$  как функции энергии протона. В диапазоне от  $E_{\min}$ , соответствующей порогу эмиссии нейтрона, до 140 МэВ используется разбиение по энергии из вышеуказанных ENDF библиотек, а начиная с энергии  $E_\pi = 145$  МэВ применяется аппроксимация [15]. Выше 145 МэВ используется логарифмическое разбиение с  $n$  интервалами:  $E_i = E_\pi(E_{\max}/E_\pi)^{((i-1)/n)}$ ,  $i = 1, \dots, n + 1$ . Аппроксимации [26] и [15] сшиваются посред-

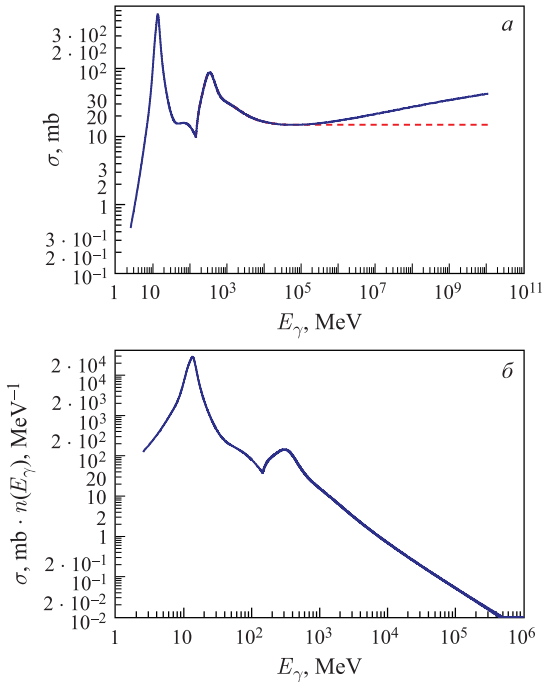


Рис. 2. а) Сплошная кривая — полное сечение фотопоглощения на  $^{208}\text{Pb}$ , полученное на основе JENDL/PD-2016 и аппроксимации [15]; штриховая — те же зависимости, но с пренебрежением роста сечения в области энергий выше 60 ГэВ. б) Те же сечения фотопоглощения, умноженные на спектр эквивалентных фотонов и используемые для вычисления  $\sigma^{\text{EMD}}$  для ядер  $^{208}\text{Pb}$  на FCC-hh при энергиях пучка 19,7 ТэВ на нуклон

ством линейной интерполяции в интервале между 140 и 145 МэВ. Сходимость вычисления  $\sigma^{\text{EMD}}$  проверялась посредством увеличения числа элементарных интервалов (табл. 1). При сравнении двух последних строк этой таблицы

Таблица 1. Сечения  $\sigma^{\text{EMD}}$  для столкновений ядер  $^{208}\text{Pb}$  на LHC и FCC-hh в зависимости от количества применяемых при вычислении интеграла элементарных интервалов  $N$  и предположения о поведении  $\sigma_{\gamma A}(E_\gamma)$  в области энергий выше 60 ГэВ

N	$\sigma^{\text{EMD}}, \text{б}$			
	$E/A = 2,51 \text{ ТэВ}$		$E/A = 19,7 \text{ ТэВ}$	
	Без роста	С ростом	Без роста	С ростом
2137	208,177	210,571	284,536	294,436
16533	207,665	210,052	283,714	293,572
33061	207,563	209,949	282,563	294,275

видна стабильность результатов: при удвоении количества интервалов логарифмического разбиения вычисляемое сечение  $\sigma^{\text{EMD}}$  меняется менее чем на 0,3%. Таким образом, заметно большее влияние на результат (до 4%) оказывает пренебрежение ростом сечения фотопоглощения в области высоких энергий.

Как видно из табл. 2 и 3, учет роста сечения фотопоглощения приводит к увеличению  $\sigma^{\text{EMD}}$  на 1–2,6 и 2,9–8,4% для ядер, сталкивающихся на ЛНС и FCC-hh соответственно. Большая величина  $E_{\text{max}}$  для более компактных легких ядер объясняет большую чувствительность  $\sigma^{\text{EMD}}$  к поведению сечения фотопоглощения при высоких значениях  $E_{\gamma}$ . Следует подчеркнуть, что вычисленные в данной работе сечения ЭМД  $\sigma_{-}^{\text{EMD}}$  («без роста») для ядер

**Таблица 2. Сечения ЭМД для различных ускоренных на ЛНС ядер при определенных энергиях пучка на нуклон ( $E/A$ ) и протон ( $E/Z$ ), вычисленные без учета роста сечения фотопоглощения в области энергий выше 60 ГэВ ( $\sigma_{-}^{\text{EMD}}$ ) и с его учетом ( $\sigma_{+}^{\text{EMD}}$ ), и их относительная разница ( $\Delta$ ). Для сравнения даны полные сечения адронного взаимодействия  $\sigma^{\text{had}}$ , вычисленные с помощью модели Глаубера, и сечения ЭМД  $\sigma^{\text{RELDIS}}$ , вычисленные с помощью модели RELDIS**

Пучок	$E/A$ , ТэВ	$E/Z$ , ТэВ	$\sigma^{\text{had}}$ , б	$\sigma_{-}^{\text{EMD}}$ , б	$\sigma_{+}^{\text{EMD}}$ , б	$\Delta$ , %	$\sigma^{\text{RELDIS}}$ , б
$^{40}\text{Ar}^{18+}$	2,93	6,50	2,69	1,54	1,58	2,6	1,7
$^{40}\text{Ca}^{20+}$	3,25	6,50	2,69	2,39	2,45	2,5	2,0
$^{63}\text{Cu}^{29+}$	2,99	6,50	3,65	6,76	6,91	2,2	5,8
$^{78}\text{Kr}^{36+}$	3,00	6,50	4,19	14,34	14,61	1,9	12,4
$^{84}\text{Kr}^{36+}$	2,79	6,50	4,38	15,15	15,42	1,8	13,4
$^{115}\text{In}^{49+}$	2,77	6,50	5,34	42,95	43,64	1,6	40,4
$^{129}\text{Xe}^{54+}$	2,72	6,50	5,61	54,02	54,82	1,5	50,6
$^{208}\text{Pb}^{82+}$	2,51	6,36	7,66	207,50	209,90	1,2	211,4
$^{238}\text{U}^{92+}$	2,51	6,50	8,37	343,10	346,40	1,0	299,0

**Таблица 3. То же, что и в табл. 2, но для столкновений ядер на FCC-hh**

Пучок	$E/A$ , ТэВ	$E/Z$ , ТэВ	$\sigma^{\text{had}}$ , б	$\sigma_{-}^{\text{EMD}}$ , б	$\sigma_{+}^{\text{EMD}}$ , б	$\Delta$ , %	$\sigma^{\text{RELDIS}}$ , б
$^{40}\text{Ar}^{18+}$	22,5	50,0	2,76	2,14	2,32	8,4	2,2
$^{40}\text{Ca}^{20+}$	25,0	50,0	2,77	3,26	3,49	7,1	2,7
$^{63}\text{Cu}^{29+}$	23,0	50,0	3,74	9,33	9,97	6,9	7,8
$^{78}\text{Kr}^{36+}$	23,0	50,0	4,29	19,57	20,75	6,0	16,6
$^{84}\text{Kr}^{36+}$	21,4	50,0	4,50	20,79	21,92	5,4	18,0
$^{115}\text{In}^{49+}$	21,3	50,0	5,47	58,67	61,76	5,3	53,8
$^{129}\text{Xe}^{54+}$	20,9	50,0	5,89	73,60	77,30	5,0	67,9
$^{208}\text{Pb}^{82+}$	19,7	50,0	7,90	282,60	294,30	4,1	284,2
$^{238}\text{U}^{92+}$	19,3	50,0	8,53	463,90	477,20	2,9	402,0

$^{208}\text{Pb}$  в пределах 3 % согласуются с результатами RELDIS с учетом того, что RELDIS пренебрегает ростом сечения фотопоглощения при больших значениях  $E_\gamma$ . Можно отметить более заметное расхождение (до 8 %) в результатах для  $^{115}\text{In}$ . Однако для менее изученных ядер, таких как  $^{78}\text{Kr}$ ,  $^{84}\text{Kr}$  и  $^{129}\text{Xe}$ , для которых экспериментальные данные по сечениям фотопоглощения отсутствуют, расхождение увеличивается до 15 %. Это показывает, что необходимо провести дополнительную верификацию библиотеки TENDL, кода TALYS и модели RELDIS для ядер  $^{78}\text{Kr}$ ,  $^{84}\text{Kr}$  и  $^{129}\text{Xe}$  с целью получения надежных оценок сечений ЭМД для этих ядер на коллайдерах LHC и FCC-hh.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bruno G. E. // EPJ Web Conf. 2015. V. 95. P. 06001.
2. Noferini F. // J. Phys.: Conf. Ser. 2018. V. 1014. P. 012010.
3. Bruce R. et al. New Physics Searches with Heavy-Ion Collisions at the LHC. 2018. arXiv:1812.07688.
4. Citron Z. et al. Future Physics Opportunities for High-Density QCD at the LHC with Heavy-Ion and Proton Beams. 2018. arXiv:1812.06772.
5. Bogomyagkov A. V. et al. // Phys. Part. Nucl. Lett. 2016. V. 13. P. 870–875.
6. Benedikt M., Zimmermann F. // J. Kor. Phys. Soc. 2016. V. 69. P. 893–902.
7. Schaumann M. // Phys. Rev. Spec. Top. — Accel. Beams. 2015. V. 18. P. 1–23.
8. Abelev B. et al. // Phys. Rev. Lett. 2012. V. 109. P. 252302.
9. Bruce R., Jowett J. M., Blaskiewicz M., Fischer W. // Phys. Rev. Spec. Top. — Accel. Beams. 2010. V. 13. P. 091001.
10. Bruce R., Bocian D., Gilardoni S., Jowett J. M. // Phys. Rev. Spec. Top. — Accel. Beams. 2009. V. 12. P. 071002.
11. Bertulani C. A., Baur G. // Phys. Rep. 1988. V. 163. P. 299–408.
12. Baltz A. et al. // Phys. Rep. 2008. V. 458. P. 1–171.
13. Pshenichnov I. // Phys. Part. Nucl. 2011. V. 42. P. 215–250.
14. Pshenichnov I. A. et al. // Phys. Rev. C. 1998. V. 57. P. 1920–1926.
15. Kossow M. V. // Eur. Phys. J. A. 2002. V. 14. P. 377–392.
16. Caldwell D. O. et al. // Phys. Rev. D. 1973. V. 7. P. 1362–1383.
17. Groom D. et al. (Particle Data Group) // Eur. Phys. J. C. 1998. V. 3. P. 7–865.
18. MacCormick M. et al. // Phys. Rev. C. 1996. V. 53. P. 41–49.
19. Bianchi N. et al. // Ibid. V. 54. P. 1688–1699.
20. Brookes G. R. et al. // Phys. Rev. D. 1973. V. 8. P. 2826–2836.
21. Michalowski S. et al. // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 39. P. 737–740.
22. Caldwell D. O. et al. // Phys. Rev. Lett. 1979. V. 42. P. 553–556.
23. Bianchi N. et al. // Phys. Lett. B. 1994. V. 325. P. 333–336.
24. Chollet C. et al. // Phys. Lett. B. 1983. V. 127. P. 331–335.
25. Arakelyan E. A. et al. // Phys. Lett. B. 1978. V. 79. P. 143–146.
26. Koning A., Rochman D. // Nucl. Data Sheets. 2012. V. 113. P. 2841–2934.