

Электромагнитная диссоциация ^{197}Au на ускорителе NICAУ. А. Дмитриева^{1,2*}

¹ *Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет),
физтех-школа фундаментальной и прикладной физики,
кафедра фундаментальных взаимодействий и космологии
Россия, 141701, Московская область, Долгопрудный, Институтский переулок, д. 9*

² *Институт ядерных исследований РАН*

Россия, 117312, Москва,

проспект 60-летия Октября, д. 7а

(Статья поступила 18.06.2019; Подписана в печать 05.08.2019)

На строящемся коллайдере NICA (Nuclotron-based Ion Collider fAcility) посредством многоцелевого детектора MPD (Multi-Purpose Detector) планируется изучать столкновения ядер золота при энергиях $\sqrt{s_{NN}}$ от 4 до 11 ГэВ. Основное внимание в эксперименте MPD будет уделено сильновзаимодействующей ядерной материи высокой плотности, образующейся в области перекрытия сталкивающихся ядер. При этом отсутствуют публикации, количественно характеризующие дальнедействующее влияние кулоновских полей ядер на партнёров по столкновению на NICA в так называемых ультрапериферических взаимодействиях с прицельными параметрами, превышающими сумму радиусов ядер. В настоящей работе с помощью модели RELDIS (Relativistic Electromagnetic DISSociation) вычислены полные сечения электромагнитной диссоциации (ЭМД), множественности вторичных частиц и сечения образования вторичных ядер в результате ЭМД ядер золота ^{197}Au в ультрапериферических столкновениях на NICA. Полученные результаты могут быть использованы для оценки воздействия вторичных частиц и ядер на элементы конструкции коллайдера.

PACS: 25.75.-q, 25.70.De, 25.20.-x

УДК: 539.172.3

Ключевые слова: ядро-ядерные столкновения, электромагнитная диссоциация ядер.

ВВЕДЕНИЕ

Одним из важнейших направлений современной ядерной физики и физики элементарных частиц является изучение столкновений частиц и ядер высоких энергий. Выполнены многочисленные эксперименты по столкновениям встречных пучков протонов и ядер на Большом адронном коллайдере LHC (Large Hadron Collider) в Европейском центре ядерных исследований (ЦЕРН) в Женеве и эксперименты по столкновениям ядер на коллайдере RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) в Брукхэйвенской национальной лаборатории, штат Нью-Йорк. В настоящее время создается новый ускорительный комплекс NICA (Nuclotron based Ion Collider fAcility) на базе Объединённого института ядерных исследований (Дубна, Россия). NICA позволит изучать как столкновения протонов и дейтронов, так и столкновения тяжелых ядер, например, ядер золота ^{197}Au . Такие ядра будут ускоряться на NICA вплоть до кинетической энергии 4.5 ГэВ/нуклон ($\sqrt{s_{NN}} \approx 11$ ГэВ) [1].

Для изучения ядро-ядерных столкновений коллайдер NICA будет оборудован многоцелевым детектором MPD (Multi-Purpose Detector). Основной физической задачей эксперимента MPD является изучение свойств сильновзаимодействующей ядерной материи высокой плотности, образующейся в области перекрытия сталкивающихся ядер, посредством изучения

коллективных явлений, Λ -поляризации, выхода дилептонов, рождения мультистранных гиперонов и гиперядер [1]. Однако в ряде работ отмечается влияние другого типа взаимодействия — электромагнитных полей от сталкивающихся ядер — на направленные потоки заряженных пионов и каонов [2–4]. В частности, в работе [4] предсказано заметное различие потоков для π^+ и π^- в столкновениях Cu–Au на NICA при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ. При этом пока отсутствуют публикации, характеризующие дальнедействующее воздействие кулоновских полей ядер на партнёров по столкновению на NICA в так называемых ультрапериферических взаимодействиях с прицельными параметрами, превышающими сумму радиусов ядер. Настоящая работа призвана заполнить этот пробел.

В ультрапериферических взаимодействиях ядер главную роль играют их электромагнитные взаимодействия, а лоренц-сжатые поля ядер могут быть представлены в виде эквивалентных фотонов с характерным спектром Вайцеккера-Вильямса [5, 6]. Электромагнитные взаимодействия ядер, вызываемые эквивалентными фотонами, происходят особенно часто в столкновениях тяжелых ядер, поскольку плотность потока фотонов вокруг ядер пропорциональна Z^2 . По сравнению с сечением неупругого адронного взаимодействия ядер, составляющего несколько барн, сечения ультрапериферических электромагнитных взаимодействий тяжелых ядер велики и, например, для столкновений на LHC составляют сотни барн [6]. Интенсивные электромагнитные взаимодействия ядер встречных пучков LHC приводят к потере циркулирующих в коллайдере ядер, что существенно ограничивает его све-

*E-mail: uliana.dmitrieva@phystech.edu

тимостью [7, 8]. При этом, с точки зрения стабильного функционирования коллайдера, наиболее критическими электромагнитными процессами являются те, которые приводят к потерям ионов пучка за счет небольшого изменения их отношения заряда к массе. Такими процессами являются:

1. рождение электрон-позитронных пар в кулоновском поле ядра с захватом электрона на атомную орбиту;
2. электромагнитная диссоциация ядер (ЭМД).

Одним из наиболее частых каналов ЭМД является возбуждение гигантского дипольного резонанса (ГДР) в ядре, который распадается посредством эмиссии одного или нескольких нуклонов [9]. Превращение ядра ^{208}Pb в ядра близких к нему элементов под действием эквивалентных фотонов можно отнести к известным в ядерной физике и технике процессам трансмутации (превращения) ядер в результате ядерных реакций, например под действием пучков протонов, выведенных из ускорителя или реакторных нейтронов. В результате подобных процессов меняется магнитная жесткость [10], которая определяется как отношение импульса p частицы к ее заряду $p/Ze = (B\rho)$, где ρ — радиус траектории частицы в магнитном поле B . При одновременном испускании нейтронов и протонов величина магнитной жесткости остаточного ядра может сохраниться близкой к таковой для первоначального ядра. Траектория частицы в магнитном поле ускорителя определяется его магнитной жесткостью, что и приводит к движению остаточных ядер по траекториям, которые близки к траектории ядер пучка. Ядра, образующиеся в результате трансмутации ядер пучка могут проходить через систему коллиматоров ускорителя, предназначенных для удаления продуктов взаимодействия ядер в точках взаимодействия, а при сходе с траектории вдали от этих точек могут попадать в конструкционные элементы ЛНС и приводить к их локальному нагреву [11]. Согласно [10], часть вторичных ядер попадает в сверхпроводящие магниты ЛНС и поэтому нагревает их, что может привести к разрушению сверхпроводимости, так называемому квенчингу магнитов [10, 11]. Хотя энергии ядер на NICA на три порядка меньше, чем на ЛНС, сечения ЭМД тяжелых ядер остаются в несколько раз больше адронного сечения, поэтому аналогичное моделирование необходимо выполнить и для столкновений ядер золота ^{197}Au на NICA.

Следует отметить отличия детектора MPD от установки ALICE в отношении возможности регистрации нуклонов от ЭМД ядер ^{197}Au и ^{208}Pb , соответственно. В эксперименте ALICE передние калориметры Zero Degree Calorimeters (ZDC) используются для регистрации вылетающих вперед нейтронов-спектаторов в адронных взаимодействиях и нейтронов от ЭМД ядер ^{208}Pb [12]. Поперечные импульсы регистрируемых нейтронов находятся в диапазоне от нуля до

нескольких сотен МэВ/с. Эксперимент MPD также будет оснащен передним адронным калориметром FHCAL (Forward Hadron Calorimeter) [13], предназначенным для регистрации части фрагментов-спектаторов и других продуктов взаимодействия, имеющих быстроты, близкие к скорости пучка ^{197}Au . Однако в отличие от эксперимента ALICE, калориметр FHCAL эксперимента MPD имеет нижнюю границу диапазона поперечных импульсов поскольку имеет центральное отверстие, через которое проходят встречные пучки. Поэтому можно ожидать, что заметная часть продуктов ЭМД ^{197}Au (их доля зависит от энергии столкновения) минует FHCAL и будет взаимодействовать с элементами конструкции NICA. В настоящей работе с помощью модели RELDIS (Relativistic Electromagnetic DISSociation) [14] вычислены полные сечения электромагнитной диссоциации (ЭМД), множественности вторичных частиц и сечения образования вторичных ядер в результате ЭМД ядер золота ^{197}Au в ультрапериферических столкновениях на NICA при энергиях $\sqrt{s_{NN}} = 4,6,9,11$ ГэВ. Полученные результаты могут быть использованы для оценки воздействия вторичных частиц и ядер на компоненты NICA.

1. МОДЕЛИРОВАНИЕ ЭМД С ПОМОЩЬЮ МОДЕЛИ RELDIS

Модель RELDIS, основанная на методе Монте-Карло, позволяет моделировать события одиночной и взаимной электромагнитной диссоциации ультрарелятивистских ядер, которые происходят в результате обмена одного или двух фотонов [14]. Основой RELDIS является расширенная версия модели внутриядерных каскадов [15], разработанная ранее в ИЯИ РАН. RELDIS рассматривает ЭМД ядер в рамках метода эквивалентных фотонов Вайцзеккера-Вильямса [14]. RELDIS реализует моделирование поглощения эквивалентных фотонов, приводящее к образованию быстрых вторичных частиц (нуклонов и мезонов), возбуждению и последующему распаду ядер-остатков [16]. Для расчета полных сечений ЭМД используются сечения фотопоглощения, измеренные в различных экспериментах или предсказываемые теорией. Хорошее согласие результатов вычислений с помощью RELDIS и экспериментальных данных по ЭМД ядер Au и Pb, полученных на CERN SPS, RHIC и LHC [9, 14, 17, 18] дает уверенность в достоверности предсказаний RELDIS для столкновений ядер золота ^{197}Au на NICA.

Следуя методу Вайцзеккера-Вильямса, влияние лоренц-сжатого кулоновского поля одного из сталкивающихся ядер на другое можно свести к поглощению ядром-мишенью одного или нескольких эквивалентных фотонов, испущенных налетающим ядром. Большая часть фотонов в спектре Вайцзеккера-Вильямса, представляющего кулоновское поле ядра-партнера по ультрапериферическому столкновению, имеет небольшие

энергии E_γ благодаря характерной $1/E_\gamma$ зависимости такого спектра. На NICA эта особенность спектра приводит к доминированию поглощения фотонов с энергиями до нескольких десятков МэВ, что приводит в основном к возбуждению гигантского дипольного резонанса в ^{197}Au , который распадается преимущественно с эмиссией нейтронов и образованием единственного тяжелого ядра-остатка, представленного различными изотопами золота. Таблица I, где представлены предсказываемые RELDIS средние множественности испущенных в ЭМД частиц, демонстрирует доминирование эмиссии нейтронов в ЭМД ядер ^{197}Au на NICA.

Таблица I: Средние множественности частиц, испущенных в результате ЭМД, предсказываемые моделью RELDIS [14] для ультрапериферических столкновений ядер золота ^{197}Au с энергиями $\sqrt{s_{NN}}$ от 4 до 11 ГэВ на нуклотроне NICA

Канал ЭМД	Множественность			
	4 ГэВ	6 ГэВ	9 ГэВ	11 ГэВ
n	1.31	1.39	1.57	1.67
p	0.02	0.04	0.07	0.09
π^+	0.	$2 \cdot 10^{-4}$	$2.6 \cdot 10^{-3}$	$4.8 \cdot 10^{-3}$
π^-	0.	$3 \cdot 10^{-4}$	$4.9 \cdot 10^{-3}$	$8.2 \cdot 10^{-3}$
π^0	0.	$3 \cdot 10^{-4}$	$6.7 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-2}$

Средняя множественность нейтронов в событии при увеличении энергии столкновений растет от 1.31 до 1.67, а протонов — только от 0.02 до 0.09. Заметим, что множественность пионов, образующихся в результате ЭМД ядер ^{197}Au на коллайдере NICA, крайне мала и фоторождением пионов можно пренебречь. Это означает, что регистрации всех нейтронов и протонов в каждом событии ЭМД было бы достаточно для однозначного определения ядра остатка, однако в настоящее время возможностей FNCal для этого недостаточно.

Таблица II: Полное и парциальные сечения ЭМД, предсказываемые моделью RELDIS [14] для ультрапериферических столкновений ядер золота ^{197}Au с энергиями $\sqrt{s_{NN}}$ от 4 до 11 ГэВ на нуклотроне NICA

Канал ЭМД	Сечение ЭМД (барн)			
	4 ГэВ	6 ГэВ	9 ГэВ	11 ГэВ
Полное сечение	11.	17.2	24.1	27.8
$^{196}\text{Au} + n$	8.3	12.4	16.6	18.7
$^{195}\text{Au} + 2n$	1.8	2.9	4.	4.6
$^{194}\text{Au} + 3n$	0.5	0.7	0.9	1.1
$^{193}\text{Au} + 4n$	0.1	0.2	0.3	0.4

В табл. II представлены полное и парциальные сечения одиночной ЭМД в зависимости от энергии столкновений. Полное сечение составляет от 11. до 27.8

барн и заметно превышает сечение адронного взаимодействия ядер ^{197}Au (~ 7.3 барн). Как было сказано выше, в ЭМД ядер ^{197}Au доминируют каналы с эмиссией одного или двух нейтронов, суммарное сечение данных каналов падает от 92% до 84% от полного сечения с ростом энергии столкновений. Таким образом, наиболее вероятным результатом ЭМД ядер ^{197}Au на NICA будет образование изотопов ^{196}Au и ^{195}Au .

На рис. 1 представлены сечения образования в ЭМД изотопов золота Au и платины Pt вместе с периодами полураспада $t_{1/2}$ для нестабильных изотопов при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ столкновений на NICA.

2. РАДИОАКТИВНОСТЬ ВТОРИЧНЫХ ЯДЕР ^{196}Au И ^{195}Au

Как представлено на рис. 1, изотопы золота ^{196}Au и ^{195}Au , наиболее часто образующиеся в ультрапериферических столкновениях в результате эмиссии одного или двух нейтронов, имеют период полураспада $t_{1/2} = 6.2$ и 185 дней, соответственно. Регистрация распадов ^{196}Au и ^{195}Au позволила изучить ЭМД с эмиссией одного и двух нейтронов в экспериментах с фиксированной мишенью в национальной лаборатории им. Лоуренса в Беркли [19] и в экспериментах на SPS в ЦЕРНе [20].

В упомянутых выше экспериментах тонкая фольга из золота ^{197}Au бомбардировалась пучками лантана ^{139}La с энергией 1.26 ГэВ/нуклон [19] и свинца ^{208}Pb с энергией 158 ГэВ/нуклон [20]. В работе [19] измерялись сечения удаления из ядра одного нейтрона с помощью измерения γ -активности по линиям 333 кэВ и 355.7 кэВ, возникающим в 22.9% и 86.9% распадов. Одна из сложностей измерения сечения ЭМД возникает по причине невозможности разделения электромагнитного и адронного вкладов в сечение эмиссии единичного нейтрона. Для выделения электромагнитного вклада в образование ^{196}Au авторами [19] была реализована сложная процедура оценки ядерного сечения из многочисленных измерений для различных налетающих ядер и мишеней. В более поздней работе [20] с помощью аналогичной техники кроме сечения эмиссии одного нейтрона в ЭМД также было измерено сечение эмиссии двух нейтронов по линиям 355.7 кэВ и 99 кэВ радиоактивных распадов изотопов ^{196}Au и ^{195}Au .

Использованный в работах [19, 20] метод измерения сечений ЭМД с вылетом нескольких нейтронов имеет довольно большие погрешности за счет сложностей введения поправок на образование вторичных ядер в адронных взаимодействиях. Кроме того, в данные сечения на уровне нескольких процентов вносят вклад вторичные реакции, и его величина зависит от толщины мишени. В современных экспериментах по ускорению тяжелых ядер на коллайдерах сечения электромагнитной диссоциации, как указано выше, могут быть точно измерены с помощью регистрации вылетающих

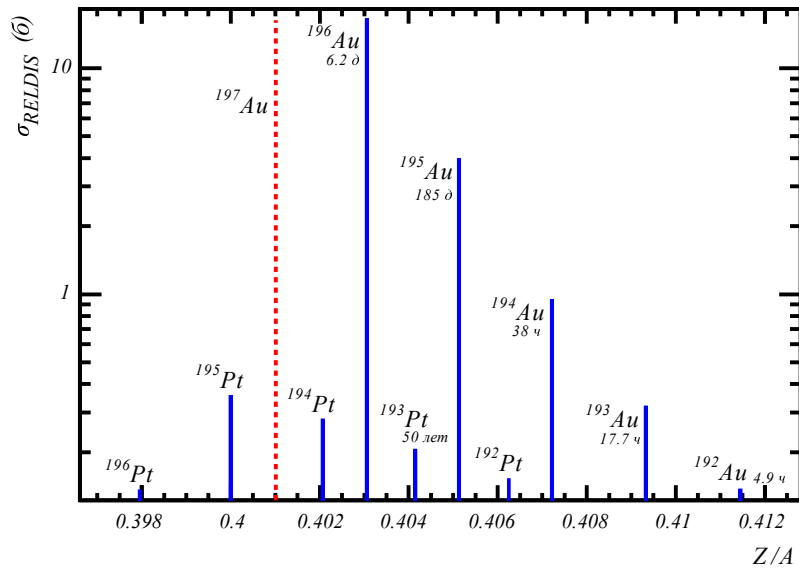


Рис. 1: Сечения образования вторичных ядер в результате ЭМД для столкновений ядер золота ^{197}Au при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ на ускорителе NICA в зависимости от отношения заряда к массе Z/A , а также периоды полураспада $t_{1/2}$ для нестабильных изотопов

вперед нуклонов посредством передних адронных калориметров, таких как ZDC в эксперименте ALICE на ЛHC [12]. С некоторыми ограничениями по причине малого акцептанса FHCaI в отношении продуктов ЭМД такие сечения могут быть, в принципе, измерены в эксперименте MPD на NICA [13]. Наконец, можно попробовать зарегистрировать на NICA напрямую события радиоактивного распада ^{196}Au и ^{195}Au по испускаемым γ -квантам.

Так как изотопы золота ^{196}Au и ^{195}Au имеют Z/A близкое к Z/A пучка, траектории их движения оказываются также близкими к траектории пучка, и эти вторичные ядра могут не перехватываться коллиматорами или калориметром FHCaI. В таком случае, они будут либо претерпевать распады с эмиссией γ -квантов во время движения ядер в магнитном поле коллайдера, либо в результате схода с траектории попадать в конструкционные элементы коллайдера.

Используя проектную светимость \mathcal{L} коллайдера, можно оценить образующуюся в результате ЭМД радиоактивность при условии того, что ядра ^{196}Au и ^{195}Au продолжают циркулировать в коллайдере NICA. В результате ЭМД на протяжении сеанса работы ускорителя активность растет прямо пропорционально времени работы за счет постоянного рождения изотопов:

$$A(t) = \frac{\sigma^{EMD} \cdot \mathcal{L} \cdot \ln(2)}{t_{1/2}} \cdot t \cdot 2^{-\frac{t}{t_{1/2}}} = a \cdot t \cdot 2^{-\frac{t}{t_{1/2}}}, \quad (1)$$

где σ^{EMD} — сечение рождения соответствующего изотопа в ЭМД, а \mathcal{L} — светимость коллайдера. Коэф-

фициент a зависит от светимости \mathcal{L} , сечения σ^{EMD} и периода полураспада $t_{1/2}$. Например, при проектной светимости NICA $\mathcal{L} = 10^{27} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ при энергии $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ коэффициент $a \sim 0.03 \text{ с}^{-2}$ для ^{196}Au . Поэтому, согласно (1), спустя час работы коллайдера активность ^{196}Au превысит 100 беккерелей.

Если предположить, что вторичные радиоактивные ядра продолжают циркулировать вдоль пучка до момента их распада, то при излучении фотонов будет наблюдаться релятивистский эффект Доплера. Аналогичный эффект был рассмотрен в работе [21] для излучения фотонов ядрами ^{208}Pb на ЛHC в процессе ядерной резонансной флуоресценции, которая является одним из проявлением электромагнитного взаимодействия ядер. Благодаря этому эффекту излучаемый в системе покоя ядра фотон с энергией E_0 будет иметь большую энергию E в лабораторной системе, в которой движется излучающее фотоны ядро. Энергия регистрируемых в лабораторной системе фотонов E зависит от угла регистрации фотона θ относительно направления движения ядра:

$$E(\theta) = \frac{E_0}{\gamma(1 - \beta \cos \theta)}. \quad (2)$$

При излучении фотона вперёд по направлению пучка ($\theta = 0$) его энергия будет максимальной:

$$\begin{aligned} \frac{E(\theta)}{E_0} &= \frac{1}{\gamma(1 - \beta)} = \frac{1}{\gamma(1 - \sqrt{1 - 1/\gamma^2})} \approx \\ &\approx \frac{1}{\gamma} \cdot \frac{1}{1 - (1 - 1/2\gamma^2 + \dots)} \approx 2\gamma, \quad (3) \end{aligned}$$

данное приближение применимо при $\beta \rightarrow 1$, что верно для $\sqrt{s_{NN}} = 9$ ГэВ. Таким образом, при излучении фотона с энергией γ -линии 355.7 кэВ в случае его регистрации под нулевым углом по отношению к оси пучка его энергия в лабораторной системе увеличится почти в десять раз и составит ≈ 3.4 МэВ. В лабораторной системе излучение концентрируется в конусе с осью, расположенной вдоль направления пучка.

Можно рассмотреть вариант установки детектора для регистрации таких фотонов, что позволит измерять сечения одно- и двухнейтронной эмиссии в результате ЭМД, которые невозможно измерить посредством FHCAL. Такие измерения могут обеспечивать мониторинг светимости коллайдера.

Таким образом, моделирование процессов ЭМД в столкновениях ядер ^{197}Au в совокупности с моделированием транспорта вторичных ядер в магнитном поле коллайдера позволит оценить γ -активность различных радиоактивных изотопов, включая ^{196}Au и ^{195}Au , и сделать выводы о возможности изучения данных процессов в эксперименте MPD на NICA и использования их для измерения светимости коллайдера.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе с помощью модели RELDIS были изучены процессы электромагнитной диссоциации ядер золота ^{197}Au в ультрапериферических столкновениях на строящемся в Дубне коллайдере NICA.

В работе были вычислены множественности ней-

тронов, протонов и пионов, рождающихся в ЭМД. Доминирующими каналами распада являются каналы с эмиссией одного и двух нейтронов, в то время как эмиссия протонов значительно подавлена. Кроме того, обсуждается возможность наблюдения радиоактивного распада вторичных ядер.

Полученные результаты для электромагнитных взаимодействий в столкновениях ядер золота ^{197}Au на ускорителе NICA указывают на важность учета процессов ЭМД. Сечение ЭМД в несколько раз превышает сечение адронного взаимодействия, в связи с чем требуется тщательное изучение влияния ЭМД на работу коллайдера. В дальнейшем следует провести детальное моделирование вылета вторичных ядер от ЭМД методом Монте-Карло с целью вычисления акцептанса FHCAL в отношении продуктов ЭМД. Необходимо выполнить моделирование транспорта вторичных ядер для оценки рисков их попадания в конструкционные элементы NICA, возможности изучения радиоактивного распада рожденных вторичных ядер и использования их для мониторинга светимости коллайдера.

Благодарности

Автор выражает благодарность своему научному руководителю И. А. Пшеничнову за постановку задачи, методические рекомендации и поддержку, оказанную в ходе выполнения работы.

Работа выполнена благодаря финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 18-02-40035-мега.

-
- [1] Golovatyuk V., Kekelidze V., Kolesnikov V. et al. // Nucl. Phys. A. 2019. **982**. P. 963.
- [2] Rybicki A., Szczurek A., Klusek-Gawenda M., Sputowska I. // Eur. Phys. J. A. 2016. **52**. P. 221.
- [3] Toneev V., Rogachevsky O., Voronyuk V. // Eur. Phys. J. A. 2016. **52**. P. 264.
- [4] Toneev V.D., Voronyuk V., Kolomeitsev E.E., Cassing W. // Phys. Rev. C. 2017. **95**. P.34911.
- [5] Bertulani C.A., Baur G. // Phys. Rep. 1998. **163**, P. 299.
- [6] Baltz A.J., Baur G., d'Enterria D. et al. // Phys. Rep. 2008. **458**. P. 1.
- [7] Baltz A.J., Rhoades-Brown M.J., Weneser J. // Phys. Rev. E. 1996. **458**. P. 4233.
- [8] Bruce R., Jowett J.M., Blaskiewicz M., Fischer W. // Phys. Rev. Spec. Top. - Accel. Beams. 2010. **13** P. 91001.
- [9] Pshenichnov I.A., Bondorf J.P., Mishustin I.N. et al. // Phys. Rev. C. 2001. **64**. P. 24903.
- [10] Bruce R., Bocian D., Gilardoni S., Jowett J.M. // Phys. Rev. Spec. Top. - Accel. Beams. 2009. **12**. P. 71002.
- [11] Hermes P.D., Bruce R., Jowett J.M. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A. 2016. **819**. P. 73
- [12] Abelev B. et al. // Phys. Rev. Lett. 2012. **109**. P.252302.
- [13] Finogeev D. Golubeva M., Guber F. et al. // in The 3rd International Conference on Particle Physics and Astrophysics, KnE Energy & Physics. 2018. P. 149.
- [14] Pshenichnov I.A. // Phys. Part. Nucl. 2011. **42**. P. 215.
- [15] Iljinov A. S., Pshenichnov I. A., Bianchi N. et al. // Nucl. Phys. A. 1997. **616**. P. 575.
- [16] Bondorf J. P., Botvina A. S., Iljinov A. S. et al. // Phys. Rep. 1995. **257**. P. 133.
- [17] Scheidenberger C., Pshenichnov I. A., Summerer K. et al. // Phys. Rev. C. 2004. **70**. P. 14902.
- [18] Chiu M., Denisov A., Garcia E. et al. // Phys. Rev. Lett. 2002. **89**. P. 12302.
- [19] Hill J. C., Wohn F. K., Winger J. A. et al. // Phys. Rev. C. 1988. **38**. P. 1722.
- [20] Hill J. C., Petridis A., Fadem B., Wohn F. K. // Nucl. Phys. A. 1999. **661**. P. 313c.
- [21] Дмитриева У. А., Пшеничнов И. А. // Проблемы современной физики-2016. Труды 59-й научной конференции МФТИ. 2016. С. 122

Electromagnetic dissociation of ^{197}Au at NICA

U. A. Dmitrieva^{1,2}

¹*Moscow Institute of Physics and Technology, Phystech School of Fundamental and Applied Physics
Moscow region, Dolgoprudny 141701, Russia*

²*Institute for nuclear research RAS, Moscow 117312, Russia
E-mail: uliana.dmitrieva@phystech.edu*

Collisions of ^{197}Au nuclei with center-of-mass energy $\sqrt{s_{NN}}$ from 4 to 11 GeV will be studied by means of the MPD (MultiPurpose Detector) at the NICA collider, which is presently under construction. The MPD experiment is focused on high-density strongly interacting nuclear matter created in the region of overlap of colliding nuclei. However, there are no publications that quantitatively characterize the long-range impact of the Coulomb fields of nuclei on collision partners in the so-called ultraperipheral collisions at NICA with impact parameters exceeding the sum of the nuclear radii. In this paper, the total cross sections of electromagnetic dissociation (EMD), multiplicities of secondary particles and the production cross sections of secondary nuclei resulting from ultraperipheral collisions of ^{197}Au nuclei at NICA are calculated by means of RELDIS (Relativistic ELectromagnetic DISsociation) model. The obtained results can be used to assess the impact of secondary particles and nuclei on the collider components.

PACS: 25.75.-q, 25.70.De, 25.20.-x.

Keywords: nucleus–nucleus collisions, electromagnetic dissociation.

Received 18 June 2019.

Сведения об авторе

Дмитриева Ульяна Александровна — аспирантка МФТИ (НИУ), стажер–исследователь ИЯИ РАН; e-mail: uliana.dmitrieva@phystech.edu.
