

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
НАУКИ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ РОССИЙСКОЙ  
АКАДЕМИИ НАУК (ИЯИ РАН)

На правах рукописи

Светличный Александр Олегович

**Свойства спектаторной материи в столкновениях  
релятивистских ядер**

1.3.15 —

«Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика высоких энергий»

Диссертация

на соискание учёной степени

кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:

д.ф.-м.н.

Пшеничников Игорь Анатольевич

Москва — 2023

## Оглавление

	Стр.
<b>Введение</b> . . . . .	5
<b>Глава 1. Модель Abrasion-Ablation Monte Carlo for Colliders (ААМСС)</b> . . . . .	17
1.1 Моделирование ядро-ядерных столкновений . . . . .	17
1.1.1 Модель Глаубера . . . . .	17
1.1.2 Флуктуации формы нуклона в модели GlauberMC . . . . .	20
1.2 Вычисление энергии возбуждения спектаторных префрагментов .	21
1.3 Модели девозбуждения ядер-спектаторов . . . . .	23
1.3.1 Модель предравновесной фрагментации на основе MST-кластеризации . . . . .	24
1.3.2 Моделирование фрагментации равновесных ядерных систем	30
1.4 Характеристики спектаторной материи, вычисленные с помощью модели ААМСС . . . . .	30
1.4.1 Вычисления с различными параметризациями энергии возбуждения префрагментов . . . . .	31
1.4.2 Влияние предравновесной фрагментации на множественности нейтронов и протонов . . . . .	35
<b>Глава 2. Фрагментация спектаторной материи в столкновениях ядер различных энергий</b> . . . . .	37
2.1 Изменение характеристик фрагментации спектаторов с ростом энергии столкновений . . . . .	38
2.2 Исследование ядерной фрагментации в столкновениях ядер на ЛНС . . . . .	39
2.2.1 Образование ядерных фрагментов в столкновениях ядер $^{208}\text{Pb}$ на ЛНС . . . . .	40
2.2.2 Нуклоны-спектаторы от $^{208}\text{Pb}$ — $^{208}\text{Pb}$ столкновений на ЛНС	43
2.3 Использование характеристик спектаторной материи для определения центральности в $^{197}\text{Au}$ — $^{197}\text{Au}$ столкновениях на NICA	46

2.3.1	Число спектаторных дейтронов и $\alpha$ -частиц . . . . .	48
2.3.2	Количество заряженных фрагментов на спектаторный нуклон . . . . .	49
2.3.3	Асимметрия вперед-назад числа спектаторных нуклонов .	51
<b>Глава 3. Состав спектаторной материи в центральных столкновениях релятивистских ядер . . . . .</b>		<b>53</b>
3.1	Моделирование спектаторов от столкновений релятивистских ядер $^{208}\text{Pb}$ с учётом поверхностного нейтронного слоя . . . . .	53
3.1.1	Параметризация поверхностного нейтронного слоя $^{208}\text{Pb}$ .	57
3.1.2	Средние числа спектаторных нейтронов и протонов . . . . .	60
3.1.3	Сечения образования определённого количества спектаторных нейтронов . . . . .	61
3.1.4	Профили NFB-8 в сравнении с NL1 и зависимость от энергии столкновения . . . . .	63
3.1.5	Расчеты с профилями Pbrprw и PREX . . . . .	69
3.1.6	Расчеты с профилями PREX1 и PREX2 . . . . .	70
3.1.7	Чувствительность расчётов к другим параметрам . . . . .	72
3.2	Свойства спектаторной материи в столкновениях релятивистских ядер $^{238}\text{U}$ . . . . .	79
3.2.1	Зависимость состава спектаторной материи от взаимной ориентации сталкивающихся ядер . . . . .	83
3.2.2	Связь множественности спектаторных нейтронов в центральных столкновениях ядер и параметра их деформации . . . . .	85
<b>Глава 4. Моделирование спектаторной материи в столкновениях релятивистских ядер <math>^{16}\text{O}</math> . . . . .</b>		<b>88</b>
4.1	Моделирование столкновений ядер $^{16}\text{O}$ с учётом внутриядерной кластеризации нуклонов . . . . .	89
4.1.1	Учет $\alpha$ -кластеризации в $^{16}\text{O}$ . . . . .	90
4.2	Состав спектаторной материи во взаимодействиях релятивистских ядер $^{16}\text{O}$ с ядерной фотоэмульсией . . . . .	91
4.3	Моделирование спектаторной материи в $^{16}\text{O}$ - $^{16}\text{O}$ столкновениях на LHC . . . . .	96

4.3.1	Образование спектаторных нейтронов в $^{16}\text{O}-^{16}\text{O}$ столкновениях на ЛНС . . . . .	97
4.3.2	Образование спектаторных дейтронов в $^{16}\text{O}-^{16}\text{O}$ столкновениях на ЛНС . . . . .	98
4.3.3	Образование ядер-спектаторов на ЛНС . . . . .	99
<b>Заключение . . . . .</b>		<b>102</b>
<b>Список литературы . . . . .</b>		<b>105</b>

## Введение

### **Актуальность темы исследования и степень ее разработанности.**

На протяжении нескольких последних десятилетий изучение столкновений релятивистских ядер [1, 2] занимает центральное место в физике атомных ядер, элементарных частиц и высоких энергий. Известно, что в таких столкновениях горячая и плотная материя образуется в области перекрытия сталкивающихся ядер, называемой областью партисипантов. Разогреваясь в результате столкновения, область партисипантов формирует файербол с рекордными значениями температуры и барионной плотности. Именно этой области уделяется наибольшее внимание в теоретических и экспериментальных исследованиях, так как именно там ожидается образование кварк-глюонной плазмы [2]. Изучение столкновений ядер при различных начальных энергиях [3] позволяет исследовать фазовую диаграмму ядерной материи, опираясь на те наблюдаемые, которые могут указывать на деконфайнмент кварков и глюонов [1].

Оставшаяся часть сталкивающихся ядер, представленная невзаимодействующими нуклонами-спектаторами и называемая поэтому спектаторной материей, разогревается заметно меньше, до температур порядка нескольких МэВ. В этом состоит её отличие от области партисипантов, где максимальные температуры оцениваются на уровне, превышающем 200 МэВ. Нуклоны-спектаторы слабо отклоняются от начального направления пучка ядер. В настоящей диссертации изучается широкий набор характеристик спектаторной материи, образующейся в результате ядро-ядерных столкновений: множественности нейтронов и протонов, их отношение; множественности образования ядерных фрагментов с различными зарядами и массой; их распределение по зарядам, суммарному заряду ядерных фрагментов. Исследуется также асимметрия вперёд-назад указанных величин, характеризующая разницу в спектаторах от одного и другого ядра, которая меняется от одного события к другому даже в случае столкновений одинаковых ядер.

Стоит подчеркнуть, что именно в столкновениях ультрарелятивистских ядер <sup>1</sup> относительно холодная спектаторная материя остается малоизученной. Это связано с особенностями экспериментов при высоких энергиях, в которых тяжелые ядерные фрагменты-спектаторы вылетают под малыми углами к оси

---

<sup>1</sup>Ультрарелятивистскими ядрами в настоящей работе называются ядра с Лоренц-фактором  $\gamma > 7$ , движущиеся со скоростями, отличающимися от скорости света менее чем на 1%,  $\beta = v/c > 0.99$ .

пучка, что создает трудности для их отделения от ядер пучка и полноценной идентификации их массы и заряда. Можно ожидать, что в зависимости от прицельного параметра столкновения (расстояния между центрами ядер в момент их наибольшего сближения) определённая часть спектаторных нуклонов остаётся связанной в ядерные фрагменты-спектаторы, которые также вылетают вперёд, сопровождаемые свободными спектаторными нуклонами.

Несмотря на большое количество работ, исследующих фрагментацию ядер с энергиями от сотен МэВ до десятков ГэВ на нуклон, см., например, работы [4–6], физика фрагментации ядер изучалась значительно реже при ультра-релятивистских энергиях, доступных на современных ускорителях, таких как Super Proton Synchrotron (SPS), Large Hadron Collider (LHC) и Relativistic Heavy Ion Collider (RHIC). В работе [5] отмечался интересный эффект универсальности ядерной фрагментации, заключающийся в том, что множественности образовавшихся ядер водорода, ядер гелия или фрагментов промежуточной массы ( $3 \leq Z \leq 30$ ) в зависимости от полного связанного во фрагментах заряда  $Z_b = \sum_{frag.} Z_i$  слабо меняются с увеличением энергии столкновений для комбинации данного ядра-снаряда и различных ядер-мишеней. Возникает вопрос, в какой степени такая универсальность сохранится при росте начальной энергии столкновений в системе центра масс в пересчете на нуклон-нуклонную пару от  $\sqrt{s_{NN}} \sim 10$  ГэВ (SPS) до  $\sqrt{s_{NN}} \sim 5$  ТэВ (LHC). Действительно, сечение нуклон-нуклонного взаимодействия показывает слабую логарифмическую зависимость от  $\sqrt{s_{NN}}$  [7], поэтому незначительно меняется в исследованной в работах [4–6] области энергий ядер  $\sim 0.6 - 10$  ГэВ/нуклон. Однако, сечение нуклон-нуклонного взаимодействия возрастает почти вдвое при переходе от энергии SPS к энергии LHC, что отражается в росте количества нуклонов-партисипантов и соответствующем уменьшении общего объема спектаторной материи при данном прицельном параметре столкновения ядер. Следовательно, нельзя исключить нарушения универсальности характеристик фрагментации в столь широком диапазоне энергий.

Изучение спектаторной материи, образующейся в столкновениях релятивистских лёгких ядер, представляет отдельный интерес, поскольку малый объем спектаторной материи увеличивает вероятность получить настолько большую энергию возбуждения в пересчете на нуклон-спектатор, которая достаточна для мультифрагментного распада [4, 5, 8] этой материи. Следует отметить,

что легкие ядра  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$  в основном состоянии имеют существенную примесь состояний с  $\alpha$ -кластерной структурой. Фрагментация лёгких релятивистских ядер в ядерной фотоэмульсии изучалась в ряде экспериментов, см., в частности, работу [9], в которой наблюдаемые события фрагментации  $^{16}\text{O}$  с образованием двух и более  $\alpha$ -частиц связывались с проявлением  $\alpha$ -кластерной структуры  $^{16}\text{O}$ . Вместе с тем, несмотря на большой объем экспериментальных данных по фрагментации лёгких релятивистских ядер, всестороннего теоретического анализа таких процессов с учетом кластерной структуры ядер не проводилось как при низких, так и при высоких энергиях.

Столкновения лёгких ядер ультрарелятивистских энергий представляют особый интерес для теоретического и экспериментального изучения. В частности, сопоставление характеристик  $pp$ ,  $p$ - $^{16}\text{O}$ ,  $^{16}\text{O}$ - $^{16}\text{O}$  и  $^{208}\text{Pb}$ - $^{208}\text{Pb}$  столкновений на ЛНС позволит обнаружить начальные проявления коллективности в процессах формирования кварк-глюонной плазмы, изучить их эволюцию с ростом масс сталкивающихся ядер [10–12]. Взаимодействие ядер  $^{12}\text{C}$  с различными мишенями является важной составляющей программы эксперимента Baryonic Matter at Nuclotron (BM@N) [13] на комплексе Nuclotron-based Ion Collider fAcility (NICA). В ряде теоретических работ предсказано влияние кластерной структуры  $^{16}\text{O}$  на форму области партисипантов [14], приводящее к дополнительной азимутальной асимметрии потоков рождающихся в этой области частиц [15, 16]. В работе [17] показано, что учет кластерной структуры  $^{16}\text{O}$  приводит к изменению фактора ядерной модификации (влияния ядерной среды) для рождающихся  $D$ -мезонов. Следует подчеркнуть, что влияние кластерной структуры  $^{16}\text{O}$  на состав спектаторной материи в столкновениях  $^{16}\text{O}$ - $^{16}\text{O}$  на ЛНС ранее не исследовалось.

В настоящее время выполняется несколько экспериментов по изучению столкновений ядер высоких энергий на больших экспериментальных установках. Прежде всего следует назвать A Large Ion Collider Experiment (ALICE) на ускорителе ЛНС в ЦЕРН, Женева, Швейцария, Solenoidal Tracker at RHIC (STAR) и Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment (PHENIX) на ускорителе RHIC в Брукхейвенской национальной лаборатории, штат Нью-Йорк, США. Столкновения ядер меньших энергий изучаются в эксперименте High Acceptance DiElectron Spectrometer (HADES) в Центре по изучению тяжёлых ионов имени Гельмгольца (GSI), Дармштадт, Германия и в экспери-

менте Baryonic Matter at Nuclotron (BM@N) в Объединённом институте ядерных исследований (ОИЯИ), Дубна, Россия. Для изучения столкновений релятивистских ядер создаются новые экспериментальные установки, такие как Compressed Baryonic Matter (CBM) на строящемся ускорительном комплексе Facility for Antiproton and Ion Research (FAIR) в GSI или эксперимент Multi Purpose Detector (MPD) на строящемся в ОИЯИ ускорительном комплексе Nuclotron-based Ion Collider Facility (NICA). Следует подчеркнуть, что несмотря на разнообразие конструкций перечисленных выше мегаустановок, использования ими различных принципов детектирования рождающихся частиц, общим для всех установок является наличие передних детекторов, специально предназначенных для регистрации спектаторных нейтронов (STAR, PHENIX), или для регистрации как спектаторных нейтронов, так и протонов (ALICE), или для детектирования как спектаторных нуклонов, так и части фрагментов-спектаторов (NADES, BM@N, CBM, MPD). Такие детекторы называются передними адронными калориметрами Forward Hadronic Calorimeters (FHCAL) или калориметрами нулевого угла – Zero Degree Calorimeters (ZDC). Получаемые от ZDC данные используются или будут использоваться для определения центральности столкновения [18–20] и плоскости реакции [21]. Следовательно, представляется исключительно актуальным создание современных моделей ядро-ядерных столкновений, которые достоверно описывают как состав, так и кинематические характеристики образующихся в ядро-ядерных столкновениях спектаторных нуклонов и фрагментов. В частности, такие модели абсолютно необходимы для вычисления акцептанса и эффективности ZDC в отношении регистрации спектаторных нуклонов и фрагментов. На фоне отсутствия моделей, предсказывающих множественность свободных нейтронов-спектаторов и протонов-спектаторов от столкновений ядер на ЛНС, предпринимаются попытки [22] построить феноменологические аппроксимации таких множественностей на основе модели Глаубера и данных от нейтронных и протонных ZDC эксперимента ALICE.

Разработан целый ряд моделей ядерных реакций [23–25], которые, помимо взаимодействий частиц с ядрами, успешно описывают ядро-ядерные столкновения, включая эволюцию файерболла и множественное рождение частиц в области партисипантов. Но только некоторые из таких моделей, в частности, модель Quantum-Molecular Dynamics (QMD) [26], детально описывают эволюцию относительно холодной ядерной материи (включая спектаторную) в ходе ядро-ядер-



ного столкновения и предсказывают образование в конечном состоянии ядерных фрагментов наряду со свободными нуклонами. Помимо QMD, можно отметить модели Dubna Cascade Model – Statistical Multifragmentation Model (DCM-SMM) [27] и Fritiof (FTF) [28] из библиотеки Geant4. Обе модели опираются на каскадную модель взаимодействия ядер с последующим моделированием де возбуждения спектаторной материи в процессе её фрагментации. Модель Parton-Hadron-Quantum-Molecular Dynamics (PHQMD) [29] и модель Ultra-relativistic-Quantum-Molecular-Dynamics [23] соединённая с SMM (UrQMD-SMM) [30, 31] основаны на других принципах моделирования ядро-ядерных столкновений. В их основе лежит моделирование транспорта в самосогласованном поле отдельных, составляющих ядра нуклонов, с последующим формированием ядерных фрагментов из таких нуклонов (коалесценцией или кластеризацией). Часть фрагментов может образовываться с энергией возбуждения, достаточной для их вторичных распадов на отдельные нуклоны и вторичные фрагменты. Однако, как показано в работе [32], выходы спектаторных нейтронов в эксперименте MPD на NICA в моделях UrQMD+SMM и FTF могут различаться втрое, так как модели используют различные предположения о формировании и распаде спектаторных фрагментов. Следует подчеркнуть, что именно различия в вычислении энергии возбуждения спектаторной материи вносят существенные неопределённости в моделирование распада такой материи на фрагменты и свободные нуклоны.

Использование вышеупомянутых моделей с адекватной параметризацией распределения первичных спектаторных фрагментов (префрагментов) по массе и энергии возбуждения [5, 6] позволяет описать состав спектаторной материи, образующейся при сравнительно небольших кинетических энергиях сталкивающихся ядер. На основе модели UrQMD-SMM был сделан ряд важных предсказаний [30, 31] выходов спектаторных гиперядер в столкновениях ядер в будущих экспериментах на NICA и FAIR. Данные коллаборации ALADIN были успешно описаны моделью PHQMD [29]. Вместе с тем, указанные модели не проверялись при ультрарелятивистских энергиях сталкивающихся ядер. Как следует из работы [33], время формирования фрагментов, на котором завершается QMD моделирование, является важным параметром UrQMD-SMM и PHQMD, и поэтому существенно влияет на количество провзаимодействовавших нуклонов

и, как следствие, на объем спектаторной материи при заданном прицельном параметре.

Достоверное определение начальных условий в столкновении ядро-ядро и их связь с измеряемыми в эксперименте величинами критически важны для исследований взаимодействий ядер: пространственная анизотропия файерболоа впоследствии транслируется в анизотропию импульсов частиц в конечном состоянии. Поэтому понимание геометрии (анизотропии) начального состояния и точность его определения имеет решающее значение для корректного извлечения из экспериментальных данных свойств горячей материи, возникающей в ядро-ядерных столкновениях. Для определения величины прицельного параметра  $b$  в экспериментах по столкновениям релятивистских ядер часто используется информация о спектаторах, получаемая от ZDC [18–20]. В принципе, определив полный объем спектаторной материи в данном событии ядро-ядро, можно достоверно судить о величине прицельного параметра в этом столкновении. Однако, для регистрации всего объема спектаторной материи необходимо иметь идеальный передний детектор со 100%-ой эффективностью и аксептансом, который позволил бы регистрировать как все свободные спектаторные нуклоны, так и все ядерные фрагменты-спектаторы. В этом случае сопоставление измеренных характеристик спектаторов и результатов их достоверного моделирования позволит разработать наиболее совершенные методы определения центральности ядро-ядерных столкновений в эксперименте.

Для корректного определения величины прицельного параметра в регистрируемых в экспериментах событиях ядро-ядерных столкновений были предложены несколько методов, опирающихся не только на измерения спектаторов, но и на регистрацию частиц, рождающихся в зоне партисипантов. Например, в работе [18] описывается алгоритм определения прицельного параметра столкновений в эксперименте ALICE. Он основан на измерении множественности частиц, рождающихся в области центральных быстрот в результате столкновений нуклонов-партисипантов. Другой метод, описанный в работе [18], основан на измерении энергии спектаторных нейтронов в передних калориметрах (ZDC). Однако в работе [18] отмечается, что алгоритм определения центральности с помощью нейтронных ZDC не позволяет определить прицельный параметр во всём диапазоне его изменения. В работе [19] исследована возможность определения центральности столкновений в эксперименте MPD на коллайдере

NICA и показано, что одной только информации о полной энергии спектаторов, попавших в передний калориметер FHCAL, недостаточно для определения прицельного параметра столкновения во всём диапазоне, поэтому необходимо рассматривать другие характеристики спектаторов. В работе [20] представлен алгоритм восстановления прицельного параметра в эксперименте CBM. Алгоритм использует корреляцию между множественностью частиц, рожденных в области центральных быстрот, и сигналом переднего калориметра Projectile Spectator Detector (PSD) этого эксперимента. Как отмечалось авторами той же работы, этот алгоритм, предлагаемый для эксперимента CBM, не позволяет извлекать прицельный параметр столкновения во всём диапазоне его изменения. Авторы работы [20] отмечают, что использованная в ней модель DCM-QGSM имеет нереалистичную модель фрагментации ядерного остатка после столкновения, а усовершенствованная версия модели применима только к столкновениям легких ядер.

Таким образом, для достоверного определения аксептанса и эффективности передних калориметров, для определения прицельного параметра события в эксперименте посредством сравнения сигналов калориметров и результатов моделирования необходима модель, которая достоверно описывает образование спектаторной материи в столкновениях релятивистских и ультрарелятивистских ядер различной массы – от легких до тяжелых.

**Общей целью и задачами** данной диссертации являются:

1. Создание модели, описывающей образование спектаторной материи в столкновениях релятивистских и ультрарелятивистских ядер, и её реализация на языке C++.
2. Изучение состава спектаторной материи в столкновениях ядер  $^{197}\text{Au}$  при энергиях коллайдера NICA в зависимости от прицельного параметра и определение различных характеристик, чувствительных к прицельному параметру столкновений.
3. Исследование спектаторной материи в ультрацентральных  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновениях на SPS и LHC и  $^{238}\text{U}$ – $^{238}\text{U}$  столкновениях на RHIC с учётом эффектов ядерной структуры сталкивающихся ядер.
4. Разработка нового метода определения параметров поверхностного нейтронного слоя посредством регистрации спектаторных нейтронов и протонов в ультрацентральных столкновениях релятивистских ядер.

5. Исследование влияния  $\alpha$ -кластерной структуры ядра  $^{16}\text{O}$  на состав спектаторной материи в столкновениях  $^{16}\text{O}-^{16}\text{O}$ .

**Методология и методы исследования.** В данной работе используется предположение о двухстадийном механизме взаимодействия релятивистских ядер: abrasion-ablation. Моделирования столкновения ядер и вычисления объема спектаторной материи проводится с помощью модели Глаубера. Для вычисления энергии возбуждения спектаторного перфрагмента используется формула Эриксона и феноменологическая аппроксимация, разработанная на основе экспериментальных данных коллаборации ALADIN. При моделировании предравновесного распада возбуждённой ядерной материи используется модель MST-кластеризации. Для моделирования ядерной фрагментации используются испарительная модель Вайскопфа-Ивинга, статистическая модель мультифрагментации и модель Fermi Break Up.

**Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Разработана модель образования спектаторной материи в столкновениях релятивистских ядер, которая получила название Abrasion-Ablation Monte Carlo for Colliders (ААМСС).
2. На основе результатов моделирования  $^{197}\text{Au}-^{197}\text{Au}$  столкновений на NICA найден набор наиболее чувствительных к величине прицельного параметра характеристик спектаторной материи, предложен метод определения центральности посредством измерения совокупности таких характеристик.
3. С помощью модели ААМСС показано влияние взаимной начальной ориентации несферических ядер  $^{238}\text{U}$  в их ультрацентральных столкновениях на множественности спектаторных нейтронов и асимметрию вперёд-назад этих множественностей, предложен метод выделения событий с различной ориентацией ядер.
4. Предложен новый метод определения параметров поверхностного нейтронного слоя ядра  $^{208}\text{Pb}$  посредством измерений сечений образования определённого числа спектаторных нейтронов и протонов в ультрацентральных  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  столкновениях на SPS и LHC, показана устойчивость результатов вычислений при изменении параметров модели ААМСС.

5. Посредством моделирования столкновений ядер  $^{16}\text{O}$  изучено влияние  $\alpha$ -кластерной структуры  $^{16}\text{O}$  на состав спектаторной материи в таких столкновениях, определены характеристики спектаторной материи, наиболее чувствительные к кластерной структуре  $^{16}\text{O}$ .
6. Для  $^{16}\text{O}$ – $^{16}\text{O}$  столкновений на ЛНС с учетом кластеризации в  $^{16}\text{O}$  вычислены распределения по множественности спектаторных нейтронов и дейтронов, фрагментов с определённым отношением заряда к массе. Показаны особенности работы передних нейтронных калориметров в сеансах  $^{16}\text{O}$ – $^{16}\text{O}$ , оценена вероятность взаимодействий вторичных фрагментов с близкими к  $^{16}\text{O}$  отношениями заряда к массе в таких сеансах.

### **Научная новизна:**

1. Впервые изучена широкая совокупность характеристик спектаторной материи в  $^{197}\text{Au}$ – $^{197}\text{Au}$  столкновениях на NICA, определены наиболее чувствительные к прицельному параметру характеристики с учетом возможности их измерения в эксперименте MPD.
2. Предложен новый метод определения параметров нейтронного слоя в ядре  $^{208}\text{Pb}$  на основе регистрации спектаторных нуклонов в ультрацентральных  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновениях.
3. Впервые исследовано влияние  $\alpha$ -кластерной структуры ядра  $^{16}\text{O}$  на состав спектаторной материи в столкновениях  $^{16}\text{O}$ – $^{16}\text{O}$ .
4. Впервые выполнено моделирование спектаторов от  $^{16}\text{O}$ – $^{16}\text{O}$  столкновений на ЛНС и оценена вероятность взаимодействий вторичных ядер, циркулирующих в кольце ЛНС.

**Научная и практическая значимость** работы состоит в том, что разработанная в настоящей диссертации модель Abrasion-Ablation Monte Carlo for Colliders (ААМСС) позволяет моделировать образование спектаторов в столкновениях ядер в широком диапазоне начальных энергий, что позволяет применять её для определения центральности столкновений в различных экспериментах. Исходный код модели ААМСС является открытым и доступен для использования. На основе изучения чувствительности различных характеристик спектаторной материи к величине прицельного параметра в столкновениях ядер  $^{197}\text{Au}$  можно усовершенствовать метод определения центральности столкновений в эксперименте MPD на NICA. Разработанный метод определения параметров нейтронного слоя в ядре  $^{208}\text{Pb}$  позволит уточнить его параметры посредством

использования уже работающих в эксперименте ALICE передних нейтронных и протонных ZDC калориметров. Изучение влияния кластерной структуры ядра  $^{16}\text{O}$  имеет важное прикладное значение. Ядра с близкими к ядрам пучка ЛНС отношением заряда к массе проходят сквозь систему коллиматоров ЛНС и оказывают воздействие на элементы коллайдера, в частности, на сверхпроводящие магниты. Выходы таких ядер с близкими к ядрам пучка отношениями заряда к массе можно оценить с помощью модели и, как показано в настоящей диссертации, в столкновениях  $^{16}\text{O}-^{16}\text{O}$  образуется заметное количество таких ядер.

**Степень достоверности.** Хорошее согласие результатов модели ААМСС и экспериментальных данных по фрагментации легких и тяжелых ядер, сталкивающихся при различных энергиях, убедительно показывает возможности ААМСС для описания характеристик спектаторной материи при различных энергиях столкновений. Результаты модели ААМСС в целом хорошо описывают зависимость среднего максимального заряда спектаторного фрагмента, средней множественности фрагментов промежуточной массы, ядер водорода и гелия от суммы зарядов фрагментов во взаимодействиях ядер  $^{197}\text{Au}$  с энергией  $10A$  ГэВ с ядерной фотоэмульсией. Средние выходы нейтронов и протонов в ультрацентральных столкновениях ядер  $^{208}\text{Pb}$  с энергией  $158A$  ГэВ хорошо описываются ААМСС. Данные о зависимости средней множественности нейтронов как функции прицельного параметра столкновения, полученные коллаборацией ALICE в столкновениях ядер свинца с энергией  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ, в целом согласуются с предсказаниями модели ААМСС.

**Апробация работы.** Основные результаты диссертационной работы представлены в устных докладах на:

- LXIX Международной конференции NUCLEUS - 2019, 1 - 5 июля 2019, ОИЯИ, Дубна
- LXX Международной конференции NUCLEUS - 2020, 11 - 17 октября 2020, СПбГУ, Санкт-Петербург
- LXXI Международной конференции «NUCLEUS – 2021» 20 – 25 сентября 2021, СПбГУ, Санкт-Петербург
- Международной конференции «NUCLEUS – 2022» 11 - 16 июля 2022, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва

- Workshop on analysis techniques for centrality determination and flow measurements at FAIR and NICA, 24 - 28 августа 2020, МИФИ
- SHINE Open Seminar, 17 September 2020, CERN
- 63-й всероссийской конференции МФТИ с международным участием, 23 - 29 ноября 2020, МФТИ, Долгопрудный
- 64-й всероссийской конференции МФТИ, 29 ноября – 3 декабря 2021, МФТИ, Долгопрудный
- Конференции Ломоносов-2020, 10 - 27 ноября 2020, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва
- The Ninth Annual Large Hadron Collider Physics, 7 - 12 June 2021, CERN
- X Межинститутской молодежной конференции «Физика элементарных частиц и космология - 2021», 19 - 20 апреля 2021, МФТИ, Москва
- Международной научной конференции студентов, аспирантов и молодых учёных «Ломоносов-2021» 12 - 23 апреля 2021, МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва
- European Physical Society conference on high energy physics 2021, 26 - 30 July 2021, on-line
- The 6th International Conference on Particle Physics and Astrophysics, 29 November 2022 – 2 December 2022, Moscow

А также на совещаниях Geant4 Technical Forum.

**Личный вклад.** Содержание диссертации и выносимые на защиту основные положения отражают личный вклад автора в опубликованные работы. Подготовка к публикации полученных результатов проводилась совместно с соавторами, причем вклад диссертанта был определяющим. Все представленные в диссертации результаты получены лично автором. Автор принимал непосредственное участие в решении следующих задач:

- разработка программного кода модели Abrasion-Ablation Monte Carlo for Colliders (ААМСС) с использованием исходного кода модели Glauber Monte Carlo (Glauber MC) и библиотеки Geant4;
- разработка модели предравновесной фрагментации спектаторной материи на основе MST-кластеризации;
- анализ чувствительности характеристик спектаторной материи к центральности столкновений в столкновениях ядер  $^{197}\text{Au}$ ;

- моделирование ультрацентральных столкновений ядер  $^{208}\text{Pb}$  при энергиях SPS и LHC и ядер  $^{238}\text{U}$  при энергии RHIC;
- разработка методов оценки параметров нейтронного слоя  $^{208}\text{Pb}$  посредством регистрации спектаторных нуклонов в ультрацентральных столкновениях;
- создание кода для генерации положений нуклонов в ядре  $^{16}\text{O}$  с учётом внутриядерной кластеризации на языке Julia;
- моделирование столкновений ядер  $^{16}\text{O}$  и анализ влияния внутриядерной кластеризации на состав спектаторной материи.

**Публикации.** Основные результаты по теме диссертации изложены в 13 публикациях, из которых 10 статей опубликованы в журналах, рекомендованных ВАК [A1–A10], а 3 — в сборниках трудов конференций [A11–A13].

**Объем и структура работы.** Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 118 страниц с 37 рисунками и 7 таблицами. Список литературы содержит 117 наименований.



## Глава 1. Модель Abrasion-Ablation Monte Carlo for Colliders (ААМСС)

В моделировании столкновений релятивистских и ультрарелятивистских ядер для определения количества взаимодействующих нуклонов-партисипантов и количества нуклон-нуклонных столкновений в зависимости от величины прицельного параметра широко используется модель Глаубера [34]. В этой модели все нуклоны однозначно классифицируются на зрительские нуклоны и нуклоны-партисипанты. Поэтому при построении модели Abrasion-Ablation Monte Carlo for Colliders (ААМСС) было принято решение использовать модель Глаубера для вычисления полного объема зрительской материи, называемого префрагментом, с последующим моделированием распада возбуждённого префрагмента.

В модели ААМСС образование зрительской материи в ядро-ядерных столкновениях представляется как двухстадийный процесс: (1) удаление нуклонов-партисипантов из начального ядра и формирование возбужденного остатка - префрагмента; (2) последующий распад префрагмента на нуклоны и ядерные фрагменты. Каждое моделируемое событие начинается с генерации позиций внутриядерных протонов и нейтронов согласно плотности их распределения в сталкивающихся ядрах.

### 1.1 Моделирование ядро-ядерных столкновений

Взаимодействие нуклонов одного ядра с нуклонами ядра-партнера по столкновению моделируется с помощью модели Глаубера, подробное описание которой дано в обзоре [34], в котором также представлена история создания и развития этой модели, подробно обсуждаются сделанные в ней предположения и вычислительные методы её реализации. Ниже будут отмечены только основные предположения и особенности этой модели, отличающие её от других, упомянутых выше моделей ядро-ядерных столкновений [23–25].

#### 1.1.1 Модель Глаубера

В модели Глаубера [34] каждый нуклон ядра-снаряда последовательно взаимодействует с нуклонами ядра-мишени. Модель предполагает, что перво-

начальный импульс нуклона-снаряда высокой энергии намного превосходит импульс, переданный нуклонам мишени в результате взаимодействия с ними. В этом предположении, налетающий нуклон в ходе последовательных взаимодействий с нуклонами ядра-мишени не будет существенно отклоняться от его первоначального направления движения, а его кинетическая энергия не будет существенно падать от одного взаимодействия к другому. Это означает, что для определения вероятности как первого, так и последующих взаимодействий, можно использовать одно и то же сечение неупругого нуклон-нуклонного взаимодействия. Пренебрежение зависимостью сечения нуклон-нуклонного взаимодействия от энергии обосновано также тем, что в области кинетических энергий нуклонов выше нескольких ГэВ сечение изменяется достаточно плавно. Другое предположение модели состоит в том, что скорость движения нуклонов в ядре-мишени много меньше скорости сближения ядер в целом как связанных систем. Также предполагается, что нуклоны двигаются независимо, и что размер ядра велик по сравнению с пространственным масштабом нуклон-нуклонного взаимодействия.

Основным параметром модели Глаубера является полное сечение неупругого нуклон-нуклонного взаимодействия  $\sigma_{\text{inel}}^{NN}$ . Следует подчеркнуть, что в некоторых версиях модели Глаубера в расчетах при промежуточных энергиях используется полное сечение нуклон-нуклонного взаимодействия, которое включает и полное упругое сечение помимо неупругого. Однако при высоких энергиях полное упругое сечение оказывается намного меньше неупругого сечения. Более того, поскольку в экспериментах при высоких энергиях, как правило, регистрируют именно рожденные в нуклон-нуклонных взаимодействиях частицы, доминирующее сечение  $\sigma_{\text{inel}}^{NN}$  измеряется наиболее точно.

Одна из современных реализаций модели Глаубера для ядро-ядерных столкновений на основе метода Монте-Карло, названная Glauber Monte Carlo (GlauberMC) была представлена в работах [7, 35–37]. Их авторы моделируют каждое событие ядро-ядерного столкновения в следующей последовательности:

1. генерация начальных положений нуклонов в сталкивающихся ядрах;
2. розыгрыш взаимодействий нуклонов в процессе взаимного прохождения ядер сквозь друг друга.

Положения нуклонов в сферическом ядре разыгрываются в соответствии с радиальным распределением ядерной плотности, которая аппроксимируется трех-

параметрическим распределением Ферми:

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{1 + w(r/R)^2}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)}. \quad (1.1)$$

Здесь  $\rho_0$  – нуклонная плотность в центре ядра,  $R$  – радиус ядра,  $a$  – толщина (диффузного слоя), а  $w$  – параметр, характеризующий отличие ядерной плотности в центре от плотности на периферии ядра. Современная реализация модели Глаубера GlauberMC [7, 35–37] позволяет прочесть сгенерированные заранее координаты нуклонов из файла.

После определения начальных координат всех нуклонов в сталкивающихся ядрах в GlauberMC каждое ядро-ядерное столкновение разыгрывается следующим образом:

1. Разыгрывается прицельный параметр столкновения согласно следующему распределению:

$$\frac{dN}{db} \propto b.$$

2. Центры ядер смещаются на  $(-b/2; 0; 0)$  и  $(b/2; 0; 0)$ . Плоскостью реакции является плоскость  $xz$ , а поперечной плоскостью –  $xy$ . Соответственно, ядра в пучке летят вдоль оси  $z$ .
3. Характерный размер нуклона связывается с величиной  $D = \sqrt{\sigma_{\text{inel}}^{NN}/\pi}$ , которая определяет максимальное расстояние между центрами нуклонов, при котором ещё происходит их взаимодействие.

Пример полученного с помощью GlauberMC [7] события столкновения ядер  $^{208}\text{Pb}$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ представлен на рисунке 1.1.

Зависимость  $\sigma_{\text{inel}}^{NN}$  от  $s_{NN}$  в нуклон-нуклонных столкновениях задается аппроксимацией  $\sigma_{\text{inel}}^{NN}(s_{NN}) = \mathcal{A} + \mathcal{B} \times \ln^2(s_{NN})$ , где параметры  $\mathcal{A}$  и  $\mathcal{B}$  определяются из фитирования экспериментальных данных, подробности см. в работе [7]. Как отмечено выше, несмотря на то, что отдельный нуклон может многократно взаимодействовать с нуклонами ядра-партнера по столкновению, для первого и всех последующих столкновений предполагается одинаковое сечение неупругого нуклон-нуклонного взаимодействия  $\sigma_{\text{inel}}^{NN}$ . Предполагается, что все остальные нуклоны, не являющиеся партисипантами, образуют два возбужденных спекторных префрагмента, представляющих собой остатки столкнувшихся ядер.

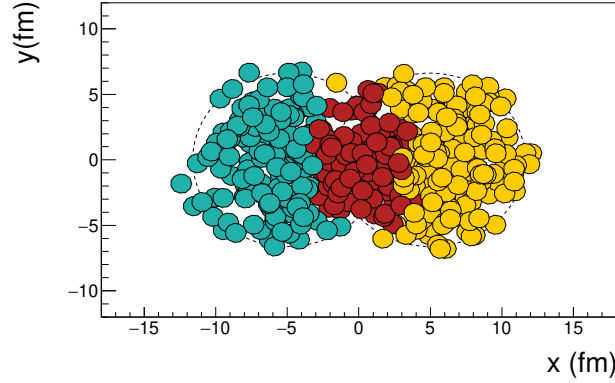


Рисунок 1.1 — Событие периферического столкновения ядер  $^{208}\text{Pb}$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ, полученное с помощью модели GlauberMC [7]. Ось  $z$  направлена перпендикулярно плоскости рисунка параллельно оси сближения ядер. Бирюзовые и желтые круги обозначают спектаторные нуклоны ядра-снаряда и ядра-мишени, соответственно. Темно-красные круги обозначают нуклоны-партисипанты. Рисунок из работы [A4].

В используемой в настоящей работе версии 3.2 модели GlauberMC [7], предусмотрены различные ядерные плотности для нейтронов и протонов. Это позволяет учесть в расчетах подобные нейтронному гало эффекты, что подробно обсуждается в главе 3. Созданный авторами работы [7] компьютерный код GlauberMC используется многочисленными исследовательскими группами, изучающими столкновения ядро-ядро при высоких энергиях и прошел различные проверки путем сравнения с экспериментальными данными.

### 1.1.2 Флуктуации формы нуклона в модели GlauberMC

В модели GlauberMC доступны два варианта вычисления вероятности нуклон-нуклонного столкновения  $P(b_{NN})$  как функции прицельного параметра параметра столкновения нуклонов  $b_{NN}$ . В первом варианте нуклоны рассматриваются как сферы с резкой границей. Два нуклона из сталкивающихся ядер считаются взаимодействующими и, таким образом, называются партисипантами, если расстояние между их центрами в поперечной плоскости  $(x, y)$  менее  $D = \sqrt{\sigma_{\text{inel}}^{NN}/\pi}$ . Эта опция используется в GlauberMC по умолчанию, и с ней распределение вероятности взаимодействия нуклонов по величине  $b_{NN}$  дается

формулой со ступенчатой функцией Хевисайда:

$$P(b_{NN}) = \Theta(D - b_{NN}) . \quad (1.2)$$

Кроме этого, в GlauberMC [36] реализована возможность учесть флуктуации формы нуклона, связанные с партонными степенями свободы, при которых распределение вероятности NN столкновения в зависимости от  $b_{NN}$  вычисляется как

$$P(b_{NN}) = \Gamma\left(1/w, \frac{b_{NN}^2}{D^2 w}\right) / \Gamma(1/w) . \quad (1.3)$$

Здесь  $\Gamma$  - гамма-функция, а  $w$  - параметр, контролирующий переход от сферы с резкой границей (жесткой сферы) ( $w \rightarrow 0$ ) к гауссовскому ( $w \rightarrow 1$ ) представлению  $P(b_{NN})$ . Как указывается в работе [7], промежуточное значение  $w = 0.4$  хорошо воспроизводит значения полного и упругого  $pp$  сечений, измеренные на ЛНС. В той же работе [7] показано, что при использовании  $w = 0.4$  в уравнении (1.3) количество бинарных нуклон-нуклонных столкновений  $N_{coll}$  уменьшается на 10% по сравнению с расчетами с параметризацией жестких сфер, уравнение (1.2), при моделировании периферических  $^{208}\text{Pb}$ - $^{208}\text{Pb}$  столкновений при  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ. Однако для центральных (0–5%) событий предсказывается уменьшение  $N_{coll}$  всего на  $\sim 1\%$ .

## 1.2 Вычисление энергии возбуждения спектаторных префрагментов

После первого этапа моделирования abrasion (истирания) те нуклоны, которые не взаимодействовали, формируют остаточную возбуждённую ядерную систему – префрагмент. В моделировании образования спектаторной материи большую роль играет достоверное определение энергии возбуждения образовавшегося префрагмента, поскольку характеристики его распада на отдельные спектаторные нуклоны и ядерные фрагменты существенно зависят от величины этой энергии. Следуя работам [8, 38, 39] рассмотрим различные зависимости энергии возбуждения спектаторного префрагмента от его относительной массы  $\alpha = A_{pf}/A$ , где  $A_{pf}$  – масса префрагмента,  $A$  – масса начального ядра. В модели ААМСС реализованы несколько параметризаций энергии возбуждения. Например, в работе [A1] использовалась формула Эриксона [38], основанная на частично-дырочной модели ядра. Согласно этой формуле (см. также

работу [39]) плотность распределения энергии возбуждения префрагмента  $E^*$  записывается как

$$\rho_E(E^*, a) = \frac{g_0^a}{a!(a-1)!} (E^*)^{a-1} , \quad (1.4)$$

где  $a = A - A_{pf.} = (1 - \alpha)A$  – количество удалённых нуклонов, а  $g_0 = 16$  МэВ является параметром модели, см. работу [39]. Каждый следующий удаленный нуклон с порядковым номером  $a$  добавляет в среднем примерно одинаковую порцию энергии возбуждения ядру-остатку. В среднем такая добавка составляет

$$\frac{\langle E^* \rangle}{a} = E_{\max} \frac{a}{a+1} , \quad (1.5)$$

где  $E_{\max} = 40$  МэВ задает максимальную энергию дырочного состояния в начальном ядре [39].

В дальнейшем будет также использоваться удельная энергия возбуждения префрагмента  $\varepsilon^* = E^*/A_{pf.}$ , приходящаяся на каждый составляющий его нуклон. Согласно формуле (1.5) средняя энергия возбуждения на нуклон префрагмента составит

$$\langle \varepsilon^* \rangle = E_{\max} \frac{a^2}{(a+1)(A-a)} = E_{\max} \frac{(1-\alpha)^2}{\alpha(1-\alpha+A^{-1})} . \quad (1.6)$$

Использование феноменологической параметризации, извлечённой из анализа экспериментальных данных [8], является альтернативным методом вычисления энергии возбуждения в ААМСС. В указанной работе [8] была предложена квадратичная корреляция между средней удельной энергией возбуждения  $\langle \varepsilon^* \rangle$  и относительной массой префрагмента  $\alpha$ , которую удобно переписать как

$$\langle \varepsilon^* \rangle = \varepsilon_0 \sqrt{1 - \alpha} , \quad (1.7)$$

пренебрегая малым по величине линейным членом. Учёт стохастичности возбуждения производится с помощью моделирования случайной вариации к величине  $\alpha$  в данном столкновении –  $\delta\alpha$ . Предполагается, что  $\delta\alpha$  имеет гауссово распределение с нулевым средним и дисперсией, заданной выражением  $\sigma = \sigma_0(1 + b_0(1 - \alpha))$ , где  $\sigma_0 = 0.005$  и  $b_0 = 2$  являются параметрами модели. Далее зависимость (1.7) будет именоваться параметризацией ALADIN, в которой  $\varepsilon_0$  является параметром модели. В настоящей диссертационной работе  $\varepsilon_0 = 11.5$  МэВ, если не оговорено иное.

Результаты ААМСС, полученные с помощью параметризации на основе формулы Эриксона и с помощью параметризации ALADIN, представлены в разделе 1.4.1. Каждая из параметризаций имеет свои недостатки и, будучи взятой по-отдельности, не описывает всю совокупность экспериментальных данных. Область применимости формулы Эриксона составляют прежде всего периферические столкновения ядер, при этом параметризация ALADIN, как показали расчеты, завышает энергию возбуждения в таких столкновениях. Напротив, при удалении уже  $\sim 20\%$  нуклонов из начального ядра формула Эриксона предсказывает значения энергии возбуждения заметно превышающие характерную энергию связи ядра  $\sim 8$  МэВ в пересчете на нуклон. Столь значительная энергия возбуждения неизбежно привела бы к полному развалу ядра на отдельные нуклоны, что противоречит результатам эксперимента ALADIN [8]. Очевидно, что при более чем 10-15% удаленных нуклонов происходит значительное изменение среднего поля ядра-остатка, что приводит к неприменимости формулы Эриксона. Поэтому, для описания событий со значительным количеством удалённых нуклонов  $a \sim A$  стоит использовать параметризацию ALADIN.

В работе [A4] предложена гибридная параметризация энергии возбуждения. В ней переключение с формулы Эриксона, уравнение (1.6), на параметризацию ALADIN, уравнение (1.7), происходит при значении  $\alpha_{sw}$ , определяемом из условий непрерывности средней энергии возбуждения. В случае тяжелых ядер слагаемым  $A^{-1}$  можно пренебречь, и в таком случае  $\alpha_{sw}$  будет равно

$$\alpha_{sw} = \frac{\sqrt{1 + 4\kappa} - 1}{2\kappa}, \quad \kappa = \frac{\varepsilon_0^2}{E_{\max}^2}. \quad (1.8)$$

В случае легких ядер слагаемым  $A^{-1}$  пренебречь нельзя, поэтому точка переключения  $\alpha_{sw}$  определяется путем численного решения соответствующего уравнения с точностью  $\sim 1\%$ . В работе [A4] точки переключения были определены как  $\alpha_{sw} = 0.9287$  для  $^{208}\text{Pb}$  и  $\alpha_{sw} = 0.8663$  для  $^{16}\text{O}$ . В настоящей диссертации, если не оговорено иное, по умолчанию используется гибридная параметризация энергии возбуждения.

### 1.3 Модели девозбуждения ядер-спектаторов

На втором этапе моделирования (ablation) с помощью ААМСС разыгрываются распады префрагментов от каждого из сталкивающихся ядер на сво-

бодные спектаторные нуклоны и ядерные фрагменты. Поскольку образовавшийся после стадии abrasion префрагмент не обязательно является единой и цельной связной ядерной системой, то непосредственно после его образования к нему применяется модель предравновесной фрагментации на основе MST-кластеризации, представленная в разделе 1.3.1. В случае цельного и связного префрагмента алгоритм MST-кластеризации не приводит к его разделению на отдельные префрагменты. В любом случае после MST-кластеризации, в свою очередь, применяются статистические модели распада возбуждённых ядер из библиотеки Geant4 версий 9.2 и 10.4 [40], см. раздел 1.3.2.

### 1.3.1 Модель предравновесной фрагментации на основе MST-кластеризации

В прежних версиях моделей abrasion-ablation, в частности [A1], [39], спектаторная материя, сформированная после первой стадии (abrasion), считается единой связной ядерной системой, находящейся к моменту её распада в термодинамическом равновесии. Предполагается, что термодинамическое равновесие достигается за счёт интенсивного взаимодействия всех составляющих такую систему нуклонов. Однако, как можно видеть из рисунков 1.1 и 1.2, условие связности выполняется в периферических столкновениях, но нарушено в центральных. Именно в центральных столкновениях одинаковых сферических ядер, см. рисунок 1.2, спектаторный префрагмент имеет форму тонкого полумесяца и, следовательно, теряет связность из-за низкой плотности нуклонов и больших расстояний между ними в отличие от достаточно плотного и компактного расположения спектаторных нуклонов в периферических столкновениях. Можно ожидать, что в центральных столкновениях быстрое пространственное разделение спектаторного префрагмента происходит ещё до установления термодинамического равновесия в системе, в результате предравновесных процессов. Аналогично, в центральных столкновениях легких ядер-снарядов с тяжелыми ядрами специфическая форма префрагмента в виде кольца препятствует установлению термодинамического равновесия во всей системе.

Для учета приводящих к предравновесной кластеризации особенностей формы спектаторного префрагмента в работе [A4] был применён алгоритм на основе MST-кластеризации [41]. Координаты центров спектаторных нуклонов в трехмерном пространстве используются для определения тех отдельных нукло-



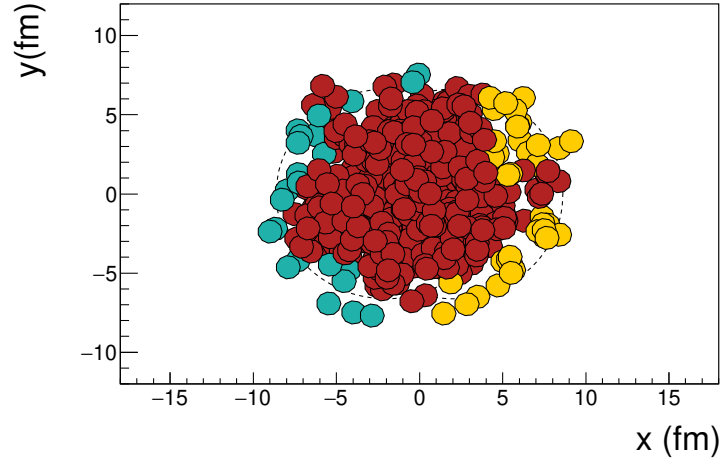


Рисунок 1.2 — Событие центрального столкновения ядер  $^{208}\text{Pb}$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ, полученное с помощью модели GlauberMC [7]. Все обозначения идентичны рисунку 1.1. Рисунок из работы [A4].

нов или групп нуклонов, которые могут быть отнесены к кластерам. MST-алгоритм реализован в виде последовательности следующих действий. Все нуклоны префрагментов представляются вершинами полного взвешенного неориентированного графа, веса ребер которого равны модулям расстояний в трехмерном пространстве между соответствующими нуклонами вершин. Затем с помощью алгоритма Крускала [42] находится минимальное остовное дерево с минимально возможной суммой всех весов ребер. На следующем шаге удаляются так называемые тяжелые ребра, длина которых больше некоторого критического расстояния  $d$  между нуклонами. Это критическое расстояние  $d$  считается свободным параметром модели. После этого алгоритм поиска в глубину используется для определения нуклонов, соединенных более короткими лёгкими ребрами, образующими кластеры. Типичный результат работы алгоритма MST-кластеризации представлен на рисунке 1.3.

Количество свободных нуклонов и нуклонных кластеров, найденных алгоритмом MST-кластеризации, существенно зависит от параметра  $d$ . Понятно, что применение алгоритма MST-кластеризации к большим префрагментам, образовавшимся в результате периферических столкновений, не должно приводить к их разделению на множество кластеров. Поэтому значение  $d$  должно быть не меньше среднего расстояния 1.6–1.8 фм между центрами нуклонов в ядрах в их основных состояниях. Это определяет значения  $2 \text{ фм} < d < 4 \text{ фм}$  использованные в работе [A4]. При моделировании периферических столкнове-

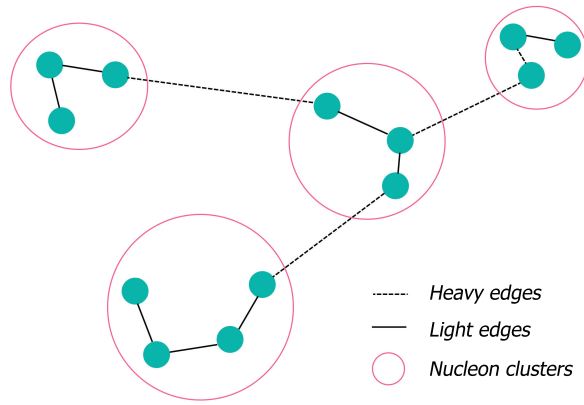


Рисунок 1.3 — Схематическое представление результата работы алгоритма MST-кластеризации. Сплошные бирюзовые круги обозначают нуклоны (вершины), а красные окружности обозначают образовавшиеся кластеры нуклонов. Рисунок из работы [A4].

ний с  $d > 3$  фм модель занижает количество легких фрагментов-спектаторов и завышает количество тяжелых фрагментов. Напротив, при моделировании периферических столкновений с  $d < 2.7$  фм спектаторная материя становится нестабильной и испускает много нуклонов даже при очень низкой энергии возбуждения. В результате  $d = 2.7$  фм оказалось оптимальным значением. Однако расчеты с  $d = 2.7$  фм демонстрируют заниженные значения количества свободных спектаторных нейтронов в центральных столкновениях  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  относительно экспериментальных результатов [22].

Можно ожидать, что средняя множественность нуклонов и нуклонных кластеров, определяемая алгоритмом MST-кластеризации для префрагментов, должна увеличиваться с уменьшением средней (объемной) плотности префрагментов. Среднее расстояние между группами нуклонов, образующих разные кластеры, увеличивается в разреженных ядерных системах. Однако в модели ААМСС, основанной на теории Глаубера, нуклоны сталкивающихся ядер считаются замороженными. В течение короткого времени столкновения никакие изменения относительных пространственных координат нуклонов внутри данного ядра не учитываются. Не учитывается и радиальное расширение системы спектаторов в плоскости, поперечной оси пучка. В модели ААМСС также не учитывается взаимное кулоновское отталкивание протонов префрагментов. По этим причинам прямая оценка плотности префрагментов на предравновесной стадии в ААМСС невозможна.

Однако нижний предел плотности префрагментов на предравновесной стадии можно оценить исходя из средней плотности префрагментов  $\langle \rho \rangle$  на более поздней стадии, после достижения префрагментом термодинамического равновесия. Такая оценка основана на расширении префрагмента в ходе достижения теплового равновесия. Следуя работе [43], можно принять, что предравновесная  $\langle \rho_{preq} \rangle$  и равновесная  $\langle \rho \rangle$  плотности коррелируют,  $\langle \rho \rangle \sim 0.4 \cdot \langle \rho_{preq} \rangle$ , если опираться на оценки масс ядерных остатков в событиях с заданной множественностью фрагментов. В другой работе [44] плотности на момент распада рассчитывались исходя из относительной величины кулоновского барьера, определяемой из аппроксимации спектра фрагментов промежуточной массы, образующихся в  ${}^3\text{He}-{}^{197}\text{Au}$ ,  ${}^4\text{He}-{}^{197}\text{Au}$  и  ${}^{14}\text{N}-{}^{197}\text{Au}$  столкновениях. Предполагалось, что для рассматриваемых реакций массивный источник вторичных фрагментов находится в термодинамическом равновесии и имеет сферическую форму, а его расширение – строго радиальное. В той же работе [44] было найдено, что для горячих ядерных систем с энергией возбуждения  $\varepsilon^* \sim 2$  МэВ/нуклон ядерная плотность близка к нормальной ядерной плотности  $\rho_{\text{norm.}} = 0.16$  фм $^{-3}$ . Для больших энергий возбуждения плотность  $\langle \rho \rangle$  значительно уменьшается и при  $\varepsilon^* > 5$  МэВ/нуклон достигает плато с  $\langle \rho/\rho_{\text{norm.}} \rangle \sim 1/3$ . Аналогичная оценка используется в статистической модели мультифрагментации (SMM) [4], где предполагается, что в момент взрывного распада горячей термализованной ядерной системы с  $\varepsilon^* \geq 3 - 4$  МэВ/нуклон на осколки, её средняя плотность также ниже  $\rho_{\text{norm.}}$ :  $\langle \rho/\rho_{\text{norm.}} \rangle \sim 1/4 - 1/3$ . В работе [45] оценка  $\langle \rho/\rho_{\text{norm.}} \rangle$  была получена путем подбора параметров плотности уровней, необходимых для соответствия калорическим кривым, измеренным в нескольких экспериментах для различных фрагментирующих систем с массами  $30 < A < 240$ .

Полезный обзор результатов для  $\langle \rho/\rho_{\text{norm.}} \rangle$  полученных в [44, 45], дан в работе [46]. В ней обсуждается, что эти результаты согласуются при  $2 < \varepsilon^* < 3.5$  МэВ/нуклон. В то же время, при  $\varepsilon^* > 3.5$  МэВ/нуклон плотности в момент распада системы, полученные из систематики кулоновских барьеров [44], оказываются ниже по сравнению с плотностями, полученными из данных по калорической кривой [45]. Умеренное снижение  $\langle \rho/\rho_{\text{norm.}} \rangle$  до  $\sim 1/2$  при  $\varepsilon^* \geq 5$  МэВ/нуклон отмечалось в работе [45]. Разница между результатами работ [44, 45] связана с принципиально разными методами их получения, использованными

в этих публикациях. Эту разницу можно рассматривать в качестве оценки систематической погрешности определения  $\langle \rho / \rho_{\text{norm.}} \rangle$ .

Зависимость  $\langle \rho(\varepsilon^*) / \rho_{\text{norm.}} \rangle$  от энергии возбуждения  $\varepsilon^*$  на момент предравновесной кластеризации оценивается в ААМСС на основе совокупности упомянутых выше результатов разных авторов. Предполагается, что  $\langle \rho(\varepsilon^*) / \rho_{\text{norm.}} \rangle = 1$  при  $\varepsilon^* \leq \varepsilon_s$ . При более высоких энергиях возбуждения  $\varepsilon^* > \varepsilon_s$ , используется феноменологическая аппроксимация  $\langle \rho(\varepsilon^*) / \rho_{\text{norm.}} \rangle$  для учета расширения спектаторной системы. Данная аппроксимация представлена выражением

$$\langle \rho(\varepsilon^*) / \rho_{\text{norm.}} \rangle = (\varepsilon^* / \varepsilon_s)^\gamma \quad (1.9)$$

В формуле (1.9) значения параметров  $\gamma = -1.02 \pm 0.1$  и  $\varepsilon_s = 2.17 \pm 0.23$  МэВ были получены исходя из аппроксимации данных с учётом непрерывности используемой зависимости.

Зависимость (1.9) представлена на рисунке 1.4 вместе с упомянутыми выше данными из работ [44, 45]. Как видно из этого рисунка, результаты [44, 45] отличаются друг от друга при  $\varepsilon^* > 3.5$  МэВ. Наше приближение ближе к данным работы [44] при  $\varepsilon^* > 3 - 4$  МэВ. Результаты нашего приближения согласуются со значениями, используемыми в модели SMM [4, 8], которая используется в настоящей работе для моделирования последующих распадов кластеров, полученных в результате MST-кластеризации

В модели ААМСС феноменологическая аппроксимация (1.9) используется для определения зависимости параметра кластеризации  $d$  от энергии возбуждения на предравновесной стадии. Предполагается, что энергия возбуждения  $E^*$  префрагмента спектатора делится между образовавшимися кластерами пропорционально числу содержащихся в них нуклонов. Таким образом,  $\varepsilon^*$  каждого кластера в среднем соответствует удельной энергии возбуждения  $\varepsilon^*$  всего префрагмента. В то же время можно ожидать, что при данном разбиении на кластеры пространственные размеры кластеров увеличиваются с увеличением их энергии возбуждения на нуклон за счет увеличения средней скорости движения внутрикластерных нуклонов и, как следствие, давления наружу. В результате внутренняя плотность кластеров уменьшается, приближаясь к плотности, при которой устанавливается термодинамическое равновесие. Из-за малой продолжительности предравновесной стадии существенного глобального расширения кластерной системы не происходит. Поэтому с ростом энергии возбуждения си-

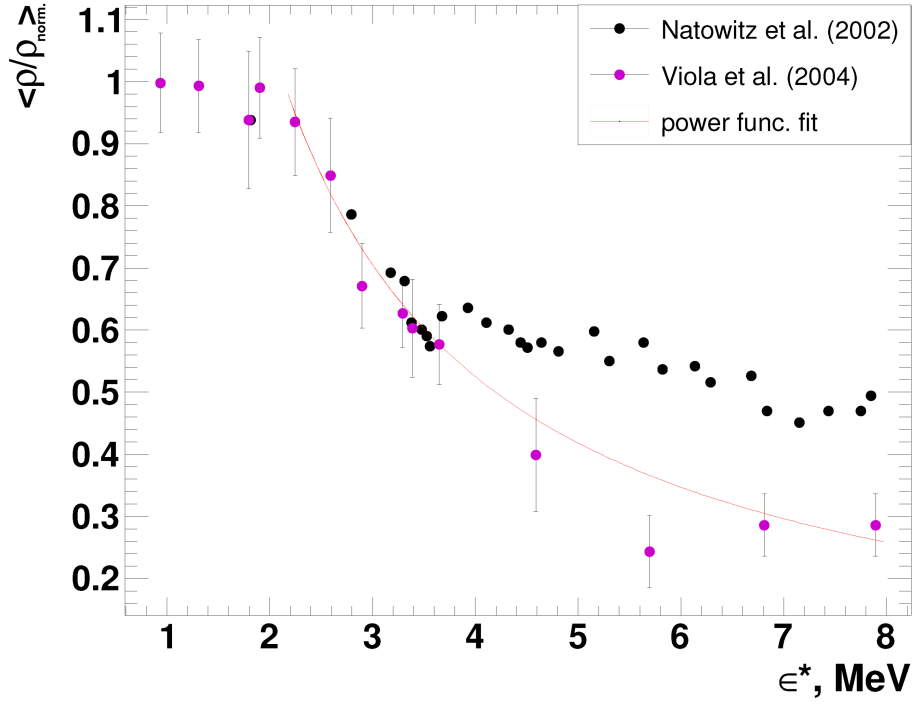


Рисунок 1.4 — Средняя относительная плотность префрагментов как функция энергии возбуждения на нуклон (сплошная линия), используемая в ААМСС.

Точки представляют данные из работ [44, 45]. Рисунок из работы [А4].

стемы расстояния между границами кластеров, коррелирующие с параметром  $d$  в MST-кластеризации, в среднем уменьшаются. Точная зависимость  $d$  от внутренней плотности кластеров неизвестна, но в модели ААМСС предполагается феноменологическая зависимость  $d \propto \rho^{1/3}$ . Используя эту зависимость и уравнение (1.9), параметр кластеризации  $d$  можно оценить следующим образом:

$$d = \begin{cases} d_0, & \epsilon^* < \epsilon_s \\ d_0 \cdot (\epsilon^*/\epsilon_s)^{\gamma/3}, & \epsilon^* > \epsilon_s \end{cases}, \quad (1.10)$$

где  $d_0 = 2.7$  фм — параметр кластеризации для нормальной ядерной плотности  $\rho_{\text{norm.}}$  и  $\epsilon_s = 2.17$  МэВ. Уменьшение  $d$  с ростом  $\epsilon^*$  отражает уменьшение связности системы префрагментов с ростом  $\epsilon^*$ . Все эти эффекты увеличивают число свободных нуклонов в центральных ядерных столкновениях, как показано в разделе 1.4.2.

### 1.3.2 Моделирование фрагментации равновесных ядерных систем

В зависимости от энергии возбуждения  $\varepsilon^*$  префрагмента для моделирования его распадов используется испарительная модель Вайскопфа-Ивинга [47,48] для  $\varepsilon^* < 3$  МэВ или Статистическая модель мультифрагментации (SMM) [4,8] для  $\varepsilon^* \geq 3$  МэВ. Предполагается что после мультифрагментации вторичные фрагменты могут быть также возбуждены и могут, в частности, испарять нуклоны. Модель Fermi Break-Up (FBU) [4] используется при любых энергиях возбуждения  $\varepsilon^*$  для моделирования распада легких префрагментов, обладающих массой  $A \leq 18$  и зарядом  $Z \leq 8$  или вторичных легких фрагментов после мультифрагментации, удовлетворяющих аналогичным условиям. Модель FBU была создана для описания множественного рождения пионов в протон-протонных столкновениях [49], но позже была успешно адаптирована для моделирования распадов возбуждённых лёгких ядер [4,8]. Предполагается, что в модели FBU в результате распадов могут образовываться ядра только в основном или низколежащих возбуждённых состояниях. В ААМСС используются статистические модели распада из библиотеки Geant4 версии 10.4, за исключением модели FBU, которая взята из библиотеки Geant4 версии 9.2. Выбор более ранних версий Geant4 по сравнению с последними версиями, доступными на момент выполнения настоящей диссертационной работы, опирается на всестороннее сравнение результатов моделей фрагментации разных версий Geant4, реализованных на C++, с результатами реализованных на Фортране оригинальных моделей [4,8]. Именно для указанных версий согласие с оригинальными моделями было наилучшим. Работа моделей испарения из Geant4 проверялась путем сравнения вычисленных энергетических спектров нейтронов с экспериментальными данными.

### 1.4 Характеристики спектаторной материи, вычисленные с помощью модели ААМСС

После представленного в предыдущем разделе описания модели ААМСС рассмотрим непосредственно результаты этой модели и сравнение их с экспериментальными данными для иллюстрации особенностей той или иной аппроксимации энергии возбуждения префрагментов. Кроме этого, будет показано,

в какой степени предравновесная фрагментация влияет на множественность спектаторных нуклонов.

### 1.4.1 Вычисления с различными параметризациями энергии возбуждения префрагментов

Как отмечалось во введении к настоящей диссертации, экспериментальные данные по множественности спектаторов от столкновений ультрарелятивистских ядер весьма ограничены. Особенно это касается множественности спектаторных нейтронов, которая измерялась только в работе [50] при энергии SPS и в работе [22] при энергии LHC. Как показано ниже в главе 3, особый интерес представляет изучение ультрацентральных столкновений тяжелых ядер с целью оценки влияния поверхностного нейтронного слоя – neutron skin (NS) – на выходы спектаторных нейтронов и протонов. Поэтому начнем со сравнения результатов ААМСС с экспериментальными данными по ультрацентральным  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновениям, используя различные параметризации энергии возбуждения.

Модель ААМСС без учёта предравновесной фрагментации использовалась для расчета средней множественности нейтронов-спектаторов без учета поверхностного нейтронного слоя (NS) и с его учётом для центральных  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновений на SPS ( $\sqrt{s_{NN}} = 17.21$  ГэВ,  $b < 3$  фм) и на LHC ( $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ,  $b < 3.49$  фм). Учёт NS производился следуя работе [7], см. подробнее в главе 3. Результаты вычислений приведены в таблице 1, где даны также результаты экспериментов NA49 [50] и ALICE [22].

Как можно видеть из таблицы 1, два метода расчета энергии возбуждения префрагментов дают существенно разные средние числа спектаторных нейтронов. При этом множественность нейтронов, полученная с помощью ААМСС при использовании формулы Эриксона, несколько ближе к измеренной множественности. В таком расчете энергия возбуждения префрагмента при применении формулы Эриксона к событиям с большим количеством удалённых нуклонов, например, с удалением 75% нуклонов первоначального ядра  $^{208}\text{Pb}$  ( $\alpha \sim 0.25$ ) достигает  $\sim 100$  МэВ/нуклон. Естественно, что столь большие значения энергии возбуждения, заведомо превышающие энергию связи ядра, всегда приводят к распаду префрагмента на отдельные нуклоны.

Таблица 1 — Средние множественности спектаторных нейтронов в ультрацентральных  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновениях на SPS при  $\sqrt{s_{NN}} = 17.21$  ГэВ, и на LHC при  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ, вычисленные с помощью ААМСС и измеренные в экспериментах NA49 [50] и ALICE [22]. Результаты расчетов с помощью формулы Эриксона и аппроксимации ALADIN для энергии возбуждения префрагментов приведены отдельно в каждом случае. Таблица из работы [А3].

	Без учёта NS		С учётом NS		Эксперименты
	ALADIN	Ericson	ALADIN	Ericson	
SPS	4.4	12.9	5.2	13.5	9 [50]
LHC	3	8.7	3.8	9.3	9 [22]

Сравнения результатов ААМСС с экспериментальными данными о центральных ядро-ядерных столкновениях, подобные приведённому в таблице 1, говорят в пользу использования других механизмов диссоциации префрагмента на отдельные нуклоны, в частности, в ходе предравновесного распада. В последней версии модели ААМСС предравновесная эмиссия нуклонов учтена посредством алгоритма MST-кластеризации, см. разделы 1.3.1 и 1.4.2. Результаты систематического изучения ультрацентральных столкновений с учётом предравновесной фрагментации приведены в главе 3.

Сравнение результатов ААМСС, полученных с помощью формулы Эриксона и аппроксимации ALADIN для энергии возбуждения префрагментов, целесообразно провести также в отношении выходов заряженных спектаторных фрагментов [А3]. Такие фрагменты могут быть зарегистрированы сцинтилляционным детектором, установленным перед передним адронным калориметром. В этом случае становится возможным измерение величины  $\sum_{frag.} Z^2$  в дополнение к измерению полного числа спектаторных нуклонов  $A_{pf.}$ , которое выполняется с помощью переднего калориметра. На рисунке 1.5 представлено сечение взаимодействия ядер  $^{208}\text{Pb}$ ,  $\sigma(\zeta, b)$ , приводящее к заданному значению величины  $\zeta = \sum_{frag.} Z^2/A_{pf.}$  как функции прицельного параметра  $b$ . Как видно из рисунка, результаты вычислений существенно зависят от метода вычисления энергии возбуждения префрагментов. Средняя энергия возбуждения на спектаторный нуклон при использовании формулы Эриксона растет быстрее с уменьшением прицельного параметра  $b$ , чем при использовании параметризации ALADIN, см.



формулы (1.6) и (1.7), что приводит к более быстрому росту  $\zeta$  с увеличением  $b$ , соответственно, в периферических событиях с  $b > 10$  фм. С другой стороны, для столкновений с  $b < 10$  фм при использовании формулы Эриксона значения  $\zeta$  оказываются меньше единицы, в отличие от параметризации ALADIN. Это отражает распад префрагмента на отдельные нуклоны, который дает значение  $\zeta \approx Z_{pf.}/A_{pf.} \sim Z/A$ . Однако в среднем в обоих случаях  $\zeta$  демонстрирует монотонную зависимость от  $b$ . Следовательно, по крайней мере для периферических столкновений, эту величину можно рассматривать в качестве характеристики центральности события.

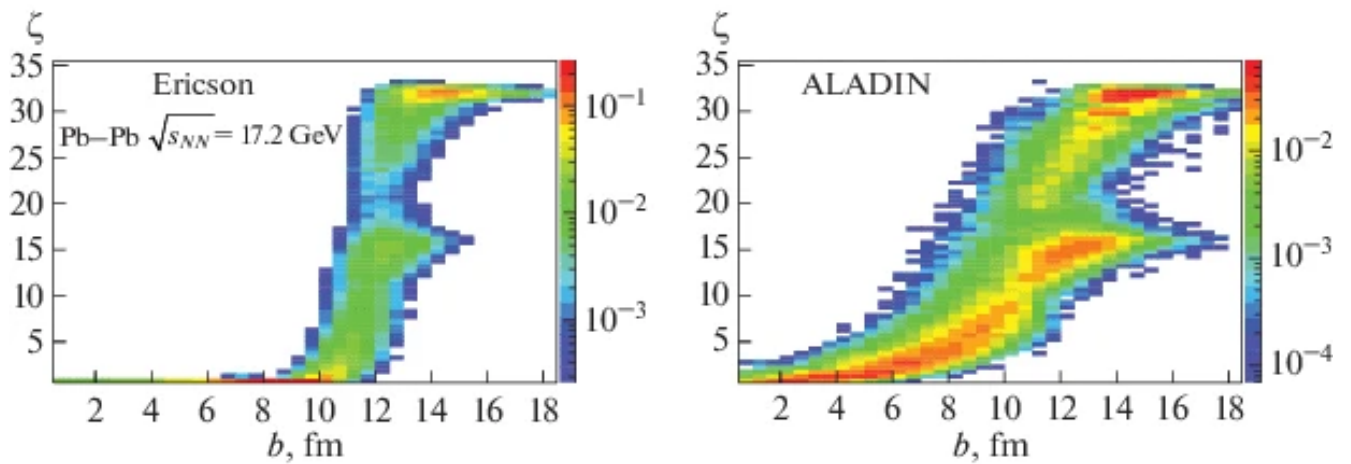


Рисунок 1.5 — Сечения (шкала справа в барнах) получения определенных значений суммы  $Z^2$  спектаторных фрагментов на нуклон (см. определение в тексте) как функции прицельного параметра  $b$ , вычисленные с помощью ААМСС с использованием формулы Эриксона (слева) и параметризации ALADIN (справа) для столкновений 158А ГэВ  $^{208}\text{Pb}$  с мишенью  $^{208}\text{Pb}$ .

Рисунок из работы [А3].

В ряде экспериментов [5, 6, 8] с целью изучения фрагментации спектаторной материи были измерены: средний максимальный заряд спектаторного фрагмента  $\langle Z_{max} \rangle$ , средняя множественность фрагментов промежуточной массы  $\langle M_{IMF} \rangle$  с  $3 \leq Z \leq 30$ , средние числа ядер водорода и гелия,  $\langle N_{Z=1} \rangle$  и  $\langle N_{Z=2} \rangle$ , в зависимости от заряда, связанного в ядерных фрагментах в событии, который определялся как  $Z_{bz} = \sum_{Z_i \geq 3} Z_i$  или как  $Z_{bound} = \sum_{Z_i \geq 2} Z_i$ . Те же характеристики были вычислены с помощью модели ААМСС с использованием параметризации ALADIN для спектаторных фрагментов, образующихся при фрагментации  $^{197}\text{Au}$  в ядерной фотоэмульсии. Результаты представлены на рисунке 1.6 для сравнения с указанными экспериментальными данными. В работах [5, 8] было

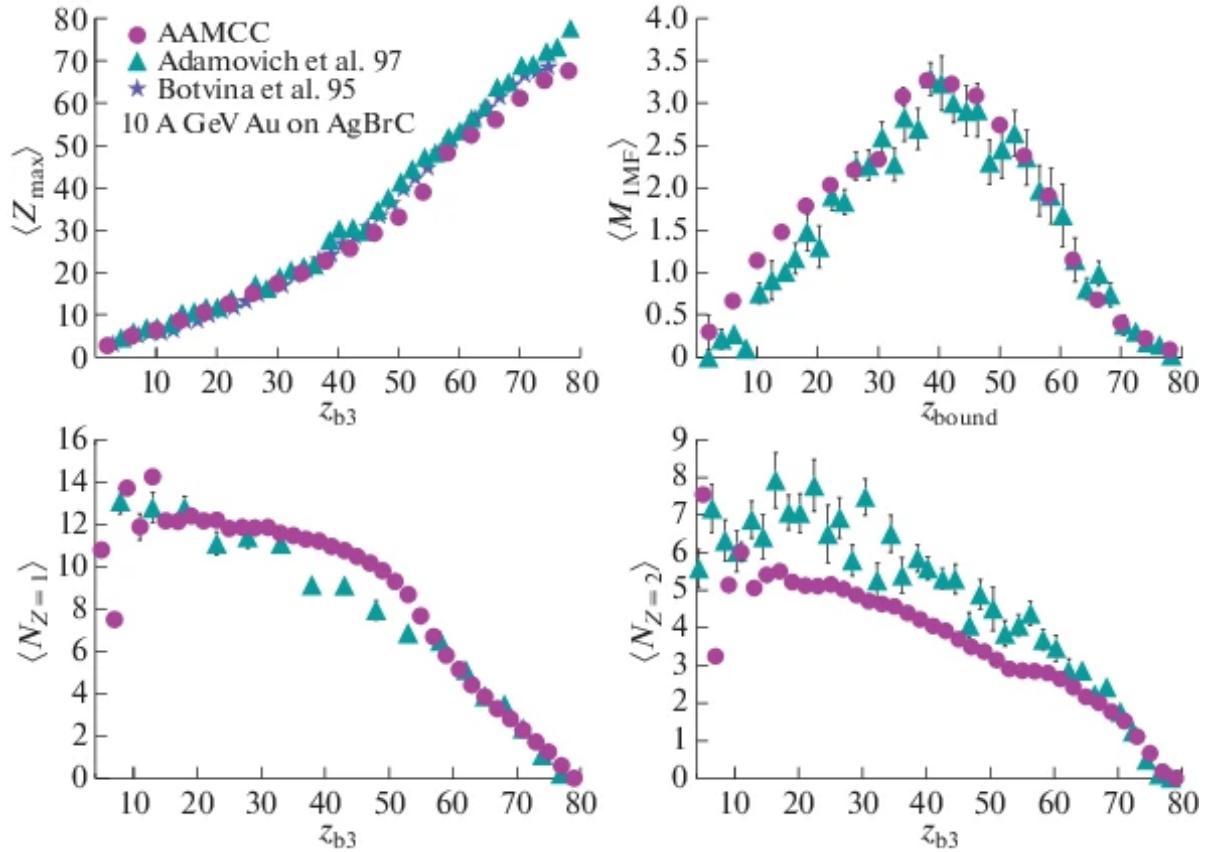


Рисунок 1.6 — Средний максимальный заряд спектаторного фрагмента  $\langle Z_{max} \rangle$ , средняя множественность фрагментов промежуточной массы  $\langle M_{IMF} \rangle$  с  $3 \leq Z \leq 30$ , средние числа ядер водорода и гелия,  $\langle N_{Z=1} \rangle$  и  $\langle N_{Z=2} \rangle$ , образующихся при фрагментации  $10.7A$  ГэВ  $^{197}\text{Au}$  в зависимости от суммы зарядов фрагментов  $Z_{b3}$  или  $Z_{bound}$ , подробности см. в тексте. Кружки — результаты ААМСС с использованием параметризации ALADIN, треугольниками представлены данные [6], полученные с фотоэмульсией NIKFI BR-2 (AgBrC), звезды — с мишенью Cu и детектором ALADIN [8]. Рисунок из работы [A3].

показано, что  $Z_{b3}$  и  $Z_{bound}$  монотонно растут с ростом прицельного параметра столкновения, оцениваемого на основе других измеренных в эксперименте характеристик. Поэтому характер изменения  $\langle Z_{max} \rangle$  и  $\langle M_{IMF} \rangle$  с ростом  $b$  понятен из двух верхних панелей рисунка 1.6. В частности, известный эффект rise and fall of multifragmentation, наблюдавшийся в столкновениях  $^{197}\text{Au}$  с C, Al и Cu при  $600A$  МэВ [5, 8], состоит в увеличении  $\langle M_{IMF} \rangle$  при переходе от центральных к полупериферическим событиям с последующим падением этой величины при дальнейшем увеличении прицельного параметра. Столь характерная зависимость представлена на правой верхней панели рисунка 1.6, где показано, что

измеренные  $\langle M_{\text{IMF}} \rangle$ , как и  $\langle Z_{\text{max}} \rangle$  (левая верхняя панель), хорошо описываются ААМСС. На том же рисунке 1.6 показано, что  $\langle N_{Z=1} \rangle$  удовлетворительно описывается ААМСС, с учетом имевшихся в эксперименте [6] ограничений на углы вылета регистрируемых протонов. При этом образование ядер гелия в центральных и полуцентральных столкновениях недооценивается моделью на 20–30 %.

Обобщая представленные выше результаты ААМСС, следует отметить их зависимость от используемого способа вычисления энергии возбуждения префрагмента. Следует подчеркнуть, что использование формулы Эриксона или параметризации ALADIN по отдельности не позволяет описать всю рассмотренную совокупность экспериментальных данных. Это подтверждает необходимость использования гибридной параметризации энергии возбуждения, описанной в разделе 1.2, а также включение предравновесной фрагментации.

#### 1.4.2 Влияние предравновесной фрагментации на множественности нейтронов и протонов

Как отмечалось выше, см. таблицу 1, использование формулы Эриксона для определения энергии префрагмента в центральных столкновениях дает множественности спектаторных нейтронов, которые близки к измеренным, однако трудно обосновать столь большую энергию возбуждения небольшого по объему префрагмента, которая возникает при моделировании таких событий в этом варианте ААМСС. При использовании гибридной параметризации, см. раздел 1.2, в центральных столкновениях работает её часть, соответствующая параметризации ALADIN, что дает разумные значения энергии возбуждения, однако занижает множественность спектаторных нейтронов, см. таблицу 1. В качестве решения проблемы можно дополнительно включить механизм предравновесной фрагментации спектаторной материи, представленный выше в разделе 1.3.1.

Рассмотрим представленные на рисунке 1.7 средние множественности спектаторных нейтронов  $\langle N_n \rangle$  и протонов  $\langle N_p \rangle$  в зависимости от прицельного параметра, которые вычислены с помощью модели ААМСС с предравновесной MST-кластеризацией и без нее. В расчетах использована гибридная параметризация энергии возбуждения префрагмента. Для сравнения на рисунке также представлены предварительные данные эксперимента ALICE [22]. Измеренные значения  $\langle N_p \rangle$  были разделены на 0.7, чтобы приблизительно учесть акцептанс

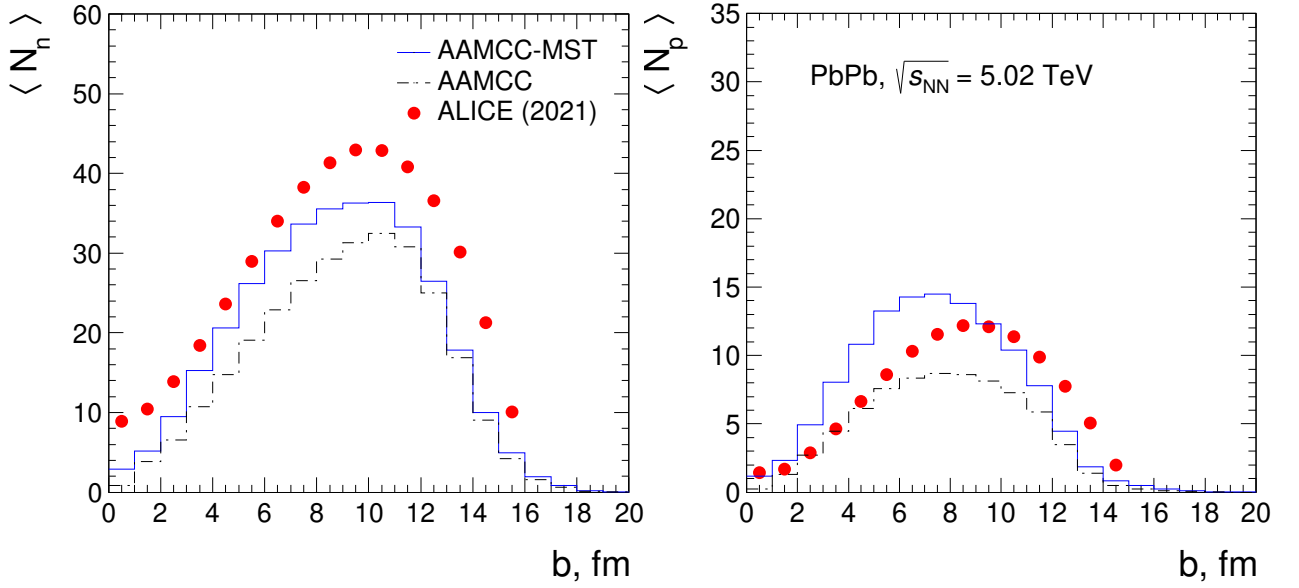


Рисунок 1.7 — Средние множественности нейтронов  $\langle N_n \rangle$  (слева) и протонов  $\langle N_p \rangle$  (справа) в столкновениях  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ в зависимости от прицельного параметра столкновения. Сплошными и пунктирными гистограммами представлены, соответственно, результаты ААМСС с MST-кластеризацией и без нее. Данные ALICE [22] представлены точками. Рисунок из работы [A4].

переднего протонного калориметра ALICE, поскольку примерно с такой вероятностью регистрируется отдельный протон-спектатор. Как видно из рисунка 1.7, при всех прицельных параметрах средние множественности нейтронов  $\langle N_n \rangle$ , полученные с помощью модели ААМСС, несколько ниже измеренных. Следует подчеркнуть, что включение в расчеты MST-кластеризации уменьшает расхождение между теорией и экспериментом в центральных и полуцентральных событиях с  $b < 10$  фм. В таких событиях спектаторная материя на предравновесной стадии из-за своей формы узкого полумесяца более восприимчива к разделению на фрагменты и свободные нуклоны. Как и ожидалось, учет MST-кластеризации практически не влияет на множественность нейтронов в периферических событиях. В целом, применение MST-кластеризации приближает вычисленные  $\langle N_n \rangle$  и  $\langle N_p \rangle$  к измеренным, однако для более надежных выводов такого из сравнения теории и эксперимента необходим более точный учёт аксептанса протонного ZDC.

## Глава 2. Фрагментация спектаторной материи в столкновениях ядер различных энергий

Явление фрагментации ядер различных энергий в результате их столкновений с фиксированными мишенями из легких, средних или тяжелых ядер изучалось в ряде экспериментов. Детальный обзор выполненных экспериментов дан в работе [51]. В качестве примеров можно назвать результаты по фрагментации ядер золота  $^{197}\text{Au}$ , полученные коллаборацией ALADIN [8] при энергии  $600A$  МэВ и коллаборацией EMU-01/12 [6] при энергии  $10.7A$  ГэВ. Фрагментация ядер  $^{208}\text{Pb}$  изучалась также при энергии  $158A$  ГэВ, в частности, коллаборацией KLMM [52] в ядерной фотоэмульсии, и другими методами в работах [39, 53, 54]. В эксперименте NA49 [50] с помощью передних калориметров измерялись соотношения между объёмами связанной спектаторной материи и количеством свободных спектаторных нуклонов, а также  $n/p$ -отношение – соотношение между спектаторными нейтронами и протонами в зависимости от величины прицельного параметра  $b$  в столкновении.

В вышеперечисленных работах измерялись как инклюзивные сечения  $\sigma(Z)$  образования фрагментов ядра-снаряда с определённым зарядом  $Z$ , так и сечения изменения заряда  $\sigma(\Delta Z)$  налетающего ядра в адронных и электромагнитных взаимодействиях ядер [39, 54]. Исследовались и более сложные характеристики спектаторов и их корреляции. Например, к последним относятся величины, характеризующие взрывной распад спектаторов на три и более фрагмента промежуточной массы с  $3 \leq Z \leq 30$  – мультифрагментацию [6, 8, 52]. В частности, измерялась средняя множественность таких фрагментов в событии  $\langle M_{\text{IMF}} \rangle$ . В событиях фрагментации ядер также измерялись: суммарный заряд всех ядерных фрагментов тяжелее ядра водорода,  $Z_{\text{bound}}$ , аналогичный суммарный заряд  $Z_{bn} = \sum Z_i$ , но для фрагментов с зарядами  $Z_i \geq n$ . Следуя этому определению:  $Z_{\text{bound}} \equiv Z_{b2}$ . Измерялся средний заряд фрагмента с наибольшим зарядом  $\langle Z_{\text{max}} \rangle$  в событии, средние множественности ядер водорода  $\langle N_{Z=1} \rangle$  и гелия  $\langle N_{Z=2} \rangle$ . Отмечалась универсальность характеристик фрагментации на различных ядрах-мишенях [8, 55] и при различных энергиях ядер-снарядов [6, 53]. Изучение столь детальных характеристик фрагментации ядер позволяет проверить предположение об образовании термализованной (находящейся в состоянии термодинамического равновесия) ядерной системы, которая претерпевает мультифрагментацию, сделать выводы об уравнении состояния ядерного веще-

ства и о природе фазового перехода между ядерной жидкостью и нуклонным газом.

В настоящей главе представлены результаты исследований фрагментации спектаторной материи [A5] с помощью модели ААМСС. Особый интерес представляет собой исследование широкой совокупности характеристик спектаторной материи для усовершенствования методов определения центральности столкновения [A2]. Стоит отметить что процедура MST-кластеризации, представленная выше в разделе 1.3.1, не использовалась при вычислениях в настоящем разделе.

## 2.1 Изменение характеристик фрагментации спектаторов с ростом энергии столкновений

В работе [53] отмечалась слабая зависимость характеристик фрагментации ядер  $^{197}\text{Au}$  и  $^{208}\text{Pb}$  от их начальной энергии в диапазоне от 1A ГэВ до 158A ГэВ. Для изучения изменений характеристик фрагментации при росте энергии столкновений в более широком интервале начальных энергий, вплоть до энергий LHC, с использованием параметризации ALADIN были вычислены зависимости, аналогичные рассмотренным в главе 1. Как известно [8], использование этой параметризации позволяет описать выходы спектаторных фрагментов промежуточной массы. Сравнение результатов ААМСС, полученных для  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновений на SPS и LHC, представлено на рисунке 2.1. Как можно видеть, формы зависимостей  $\langle Z_{\text{max}} \rangle$  от  $Z_{\text{b3}}$  и  $\langle M_{\text{IMF}} \rangle$  от  $Z_{\text{bound}}$  на рисунке 2.1 аналогичны представленным на рисунке 1.6. Однако средние множественности водорода  $\langle N_{Z=1} \rangle$  и гелия  $\langle N_{Z=2} \rangle$  в  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновениях, см. рисунок 2.1, падают с ростом центральности столкновения, так как ядра  $^{208}\text{Pb}$  фрагментируют на равных им мишенях, в противоположность фрагментации  $^{197}\text{Au}$  в ядерной фотоэмульсии, рисунок 1.6, где даже в центральных столкновениях заметная часть нуклонов  $^{197}\text{Au}$  остается спектаторами. Как видно из рисунка 2.1, вычисленные зависимости для  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновений на SPS и LHC совпадают, за исключением наиболее центральных событий. В них заметен небольшой рост средних чисел фрагментов с  $Z = 1$  и  $Z = 2$  с ростом энергии столкновений, который объясняется увеличением сечения NN-взаимодействий и, соответственно, количества нуклонов-партисипантов. По этой причине количество нуклонов-спектаторов падает, и это уменьшение наиболее заметно в центральных

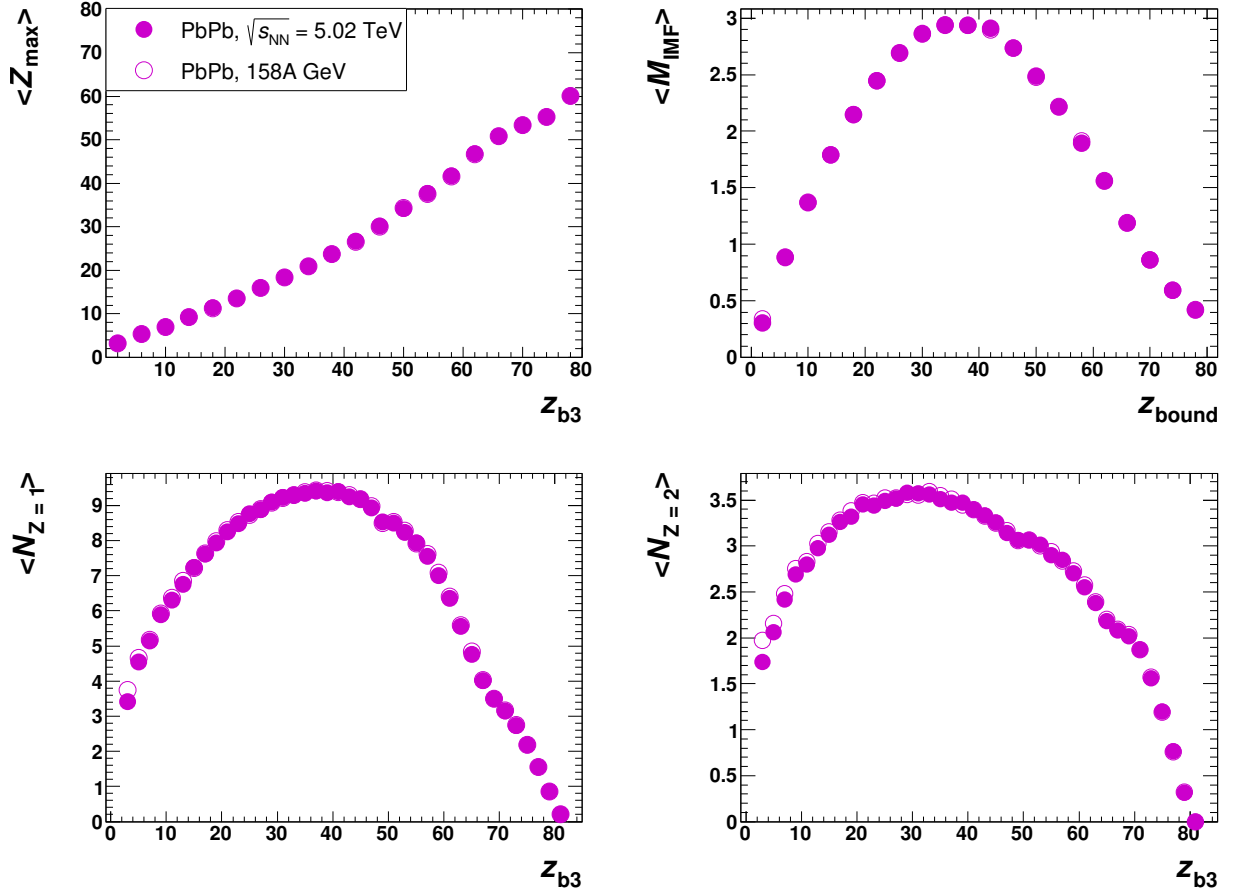


Рисунок 2.1 — То же, что и на рисунке 1.6, но для  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновений на SPS (энергия пучка – 158А ГэВ, открытые кружки) и LHC ( $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ, сплошные кружки). В расчетах использована параметризация ALADIN. Рисунок из работы [A5]

столкновениях, где нуклоны налетающего ядра преодолевают наибольшую толщину встречного ядра. Таким образом, ААМСС предсказывает весьма слабую зависимость характеристик спектаторов от энергии столкновений ядер свинца в диапазоне энергий от SPS до LHC. Это означает, что многие теоретические и экспериментальные результаты в отношении спектаторов, полученные при энергиях SPS, могут быть экстраполированы на энергии LHC.

## 2.2 Исследование ядерной фрагментации в столкновениях ядер на LHC

Возможности изучения спектаторной материи в современных экспериментах на коллайдерах существенно ограничены. Малые углы вылета спектаторных фрагментов, не позволяют размещать вблизи пучка сложные и громозд-

кие детекторы, позволяющие идентифицировать как массы, так и заряды таких фрагментов. Поэтому в аксептанс передних калориметров (Zero Degree Calorimeters - ZDC) попадают исключительно нейтроны-спектаторы как в экспериментах на RHIC [56] или нейтроны-спектаторы и протоны-спектаторы как в эксперименте ALICE на LHC, где их удастся разделить магнитным полем коллайдера и направить, соответственно, в нейтронные и протонные ZDC [57].

### 2.2.1 Образование ядерных фрагментов в столкновениях ядер $^{208}\text{Pb}$ на LHC

В работе [58] был предложен детектор, который позволил бы регистрировать ядерные фрагменты-спектаторы в столкновениях ядер на RHIC. Создание подобного детектора позволит определять центральность ядро-ядерных столкновений путем детектирования всего объёма спектаторной материи, а не только нейтронов-спектаторов, и, кроме того, изучать ядерную фрагментацию при высоких энергиях. К сожалению, насколько это известно автору диссертации, решение о создании детектора спектаторных фрагментов на RHIC еще не принято.

Следует отметить, что в эксперименте ALICE центральность каждого события столкновения ядер  $^{208}\text{Pb}$  можно оценить независимо от ZDC путем измерения множественности рождённых в нуклон-нуклонных взаимодействиях частиц детекторами, работающими в центральном диапазоне быстрот [18]. Используя ту или иную модель ядро-ядерных столкновений, далее можно определить наиболее вероятный интервал центральности, соответствующий измеренной множественности рождённых частиц в событии, среднее количество нуклон-нуклонных столкновений  $N_{\text{NN}}$  и среднее количество нуклонов-партисипантов.  $N_{\text{NN}}$  может быть оценено из экспериментальных данных по множественности рождённых в NN-столкновениях частиц и сопоставлено с центральностью события [18]. Соответственно, зная количество нуклонов в начальных ядрах, можно с некоторой погрешностью оценить общее количество спектаторных нуклонов в событии. При одновременной регистрации свободных спектаторных нейтронов и протонов в событии появляется возможность оценить общий объем  $A_{\text{tot}}$  и общий заряд  $Z_{\text{tot}}$  невидимой детекторами спектаторных нейтронов и протонов части спектаторной материи, оставшейся связанной в ядерных фрагментах-спектаторах. Разумеется, такая процедура определения  $Z_{\text{tot}}$  в событиях ядро-



ядерных столкновений на LHC в зависимости от  $N_{\text{NN}}$  не свободна от неопределённостей и предположений используемой теоретической модели. Она также зависит от точности вычисления акцептанса и эффективности нейтронных и протонных ZDC. Однако она является единственным способом оценки  $Z_{\text{tot}}$ , не требующим создания дополнительных детекторов ядерных фрагментов-спектаторов, подобных предложенному в работе [58].

С помощью модели ААМСС с применением параметризации ALADIN можно связать различные характеристики фрагментации ядер  $^{208}\text{Pb}$  на LHC с количеством нуклон-нуклонных столкновений  $N_{\text{NN}}$  в событии. На рисунке 2.2 изображены вычисленные с помощью ААМСС упоминавшиеся выше  $Z_{\text{bound}}$  и  $Z_{b3}$  как функции  $N_{\text{NN}}$ . Дополнительно были вычислены  $Z_{b1}$  - суммарный заряд всех заряженных фрагментов, исключая протоны, и  $Z_{b7}$  - сумма по фрагментам с  $Z \geq 7$ . Из рисунка 2.2 можно видеть, что все величины при заданном  $N_{\text{NN}}$  имеют заметный разброс, но в целом падают с увеличением  $N_{\text{NN}}$ . Это снижение объясняется уменьшением полного объема спектаторной материи и ростом энергии возбуждения префрагмента с увеличением  $N_{\text{NN}}$  при переходе от периферических к центральным событиям. Относительная ширина распределения  $Z_{bn}$  при заданном  $N_{\text{NN}}$  растет с увеличением  $n$ , поскольку меньшее количество фрагментов входит в  $Z_{bn}$ , что дает больший статистический разброс значений суммарного заряда.

Помимо зависимости  $Z_{bn}$  от  $N_{\text{NN}}$  были вычислены зависимости множественности всех фрагментов  $M_{\text{F}}$ , исключая свободные нейтроны и протоны, и зависимости множественности фрагментов промежуточной массы  $M_{\text{IMF}}$  ( $3 \leq Z \leq 30$ ) от  $N_{\text{NN}}$ . Результаты, показанные на рисунке 2.3, были получены с помощью ААМСС с применением параметризации ALADIN. Зависимость  $M_{\text{F}}$  от  $N_{\text{NN}}$  является немонотонной, и максимальные значения множественности фрагментов достигаются при  $N_{\text{NN}} \sim 600$ . При этом дисперсия  $M_{\text{F}}$  весьма велика в периферических событиях. Рост  $M_{\text{F}}$  при переходе от периферических к полуцентральному событиям, где наблюдается максимум этой множественности, связан с ростом энергии возбуждения с увеличением количества  $N_{\text{NN}}$  и, соответственно, нуклонов-партисипантов. При этом при энергии возбуждения  $> 3$  МэВ/нуклон срабатывают оба механизма фрагментации - мультифрагментации и испарения, так как SMM моделирует мультифрагментные распады как на холодные, так и на относительно горячие фрагменты, которые впоследствии

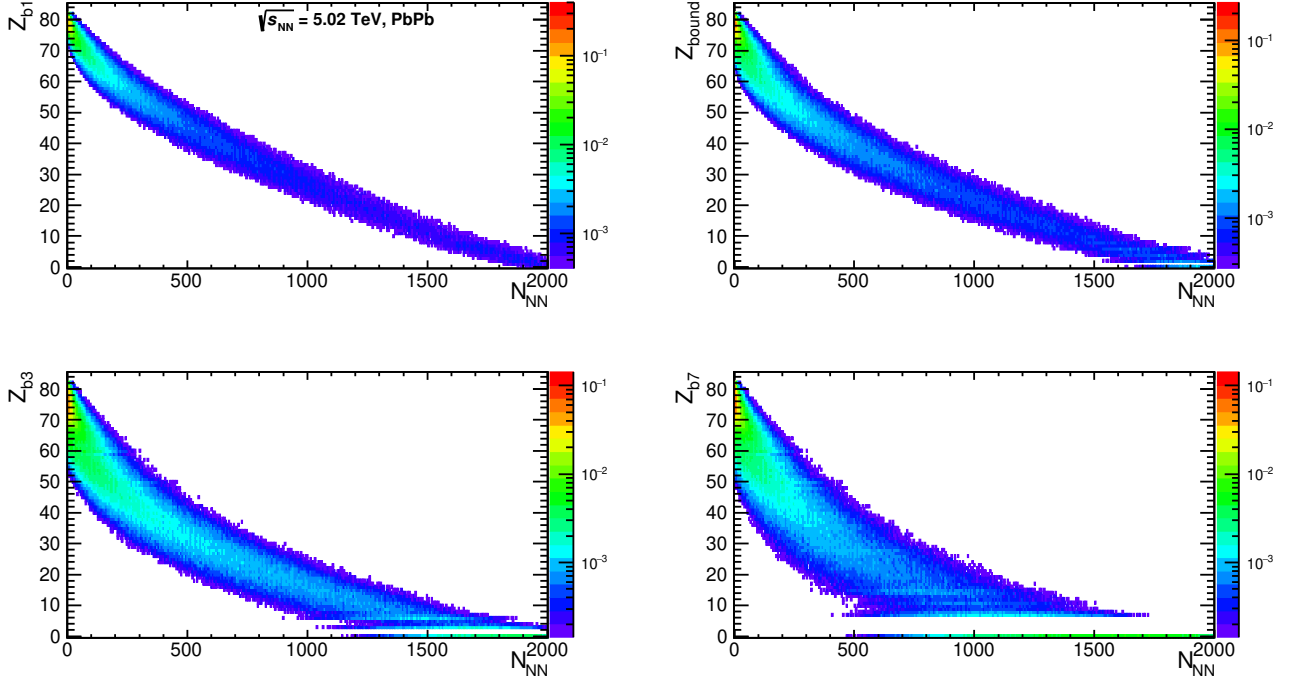


Рисунок 2.2 — Суммарный связанный во фрагментах-спектаторах заряд в зависимости от количества нуклон-нуклонных столкновений  $N_{NN}$ , вычисленный с помощью ААМСС для  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  столкновений при  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ. Суммарный заряд  $Z_{b1} = Z_{tot}$  вычисляется по всем заряженным фрагментам, исключая протоны (вверху слева),  $Z_{b2} = Z_{bound}$  — по фрагментам с  $Z \geq 2$  (вверху справа),  $Z_{b3}$  — по фрагментам с  $Z \geq 3$  (внизу слева),  $Z_{b7}$  — по фрагментам с  $Z \geq 7$  (внизу справа). Цветовая шкала представляет соответствующее суммарному заряду сечение в барнах. Рисунок из работы [A5]

могут испарять ядра  $^2\text{H}$ ,  $^3\text{H}$ ,  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$  помимо доминирующего испарения нуклонов. Уменьшение  $M_F$  при переходе от полуцентральных к центральным событиям происходит несмотря на увеличение энергии возбуждения по причине уменьшения общего объема спекторной материи. Количество доступных конфигураций распадов падает. Средняя множественность ядерных фрагментов, вычисленная по всем событиям, равна  $\langle M_F \rangle = 7.92$ .

В работах [6, 8, 55] изучалась средняя множественность  $\langle M_{IMF} \rangle$  образования спекторных фрагментов промежуточной массы в зависимости от  $Z_{bound}$ , и, в конечном счете, от центральности события. Отмечался эффект увеличения  $\langle M_{IMF} \rangle$  при переходе от центральных к полуцентральным событиям и обратное уменьшение при переходе к периферическим событиям (rise and fall

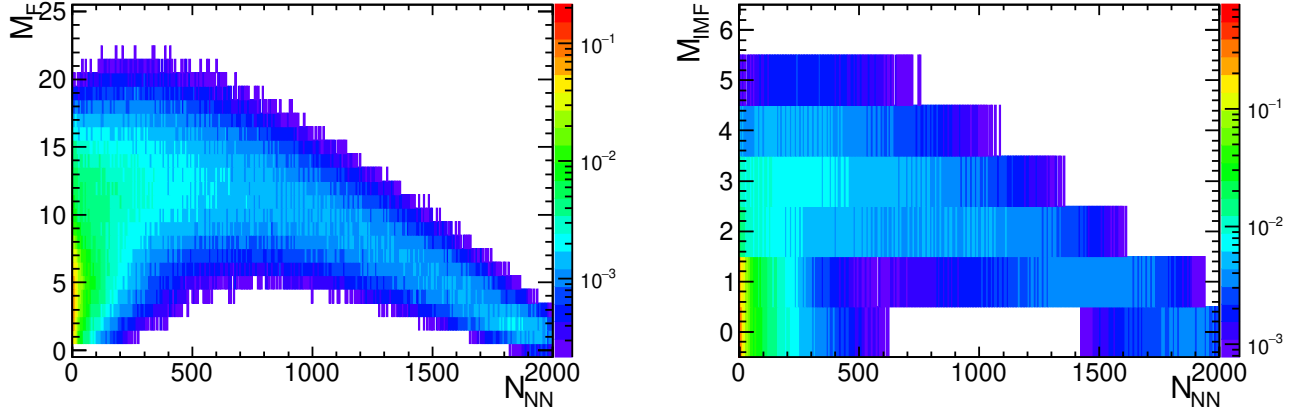


Рисунок 2.3 — Множественности спектаторных ядерных фрагментов (слева) и фрагментов промежуточной массы (справа) как функции  $N_{NN}$ , вычисленные с помощью ААМСС для  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновений при  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ.

Цветовая шкала обозначает сечения в барнах. Рисунок из работы [A5]

of multifragmentation). На рисунке 2.3 справа представлена вычисленная с помощью ААМСС с использованием параметризации ALADIN множественность фрагментов промежуточной массы  $M_{IMF}$  как функция  $N_{NN}$ . Как можно видеть из рисунка,  $M_{IMF}$  растет в диапазоне  $N_{NN}$  от единиц до  $\sim 500$ , но затем происходит уменьшение  $M_{IMF}$  по мере дальнейшего увеличения  $N_{NN}$ , что качественно согласуется с результатами работ [6, 8, 55]. Средняя множественность фрагментов промежуточной массы, образующихся в столкновениях ядер  $^{208}\text{Pb}$  на ЛНС, согласно ААМСС равна  $\langle M_{IMF} \rangle = 1.42$ .

Объяснения эволюции  $M_F$  при переходе от периферическим к центральным столкновениям, которые были даны выше, справедливы и для  $M_{IMF}$ . В целом сопоставимы и их относительные дисперсии.

### 2.2.2 Нуклоны-спектаторы от $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$ столкновений на ЛНС

В выполняемом на ЛНС эксперименте ALICE с помощью ZDC возможно детектирование спектаторных нейтронов и протонов [57] по отдельности, что позволяет измерить множественности нейтронов и протонов в каждом событии и соотношение их множественностей,  $n/p$ -отношение. Фактически, это единственные характеристики спектаторной материи, доступные к прямому измерению на ЛНС. В связи с этим они были вычислены с помощью ААМСС в зависимости от  $N_{NN}$  с использованием как формулы Эриксона, так и параметри-

зации ALADIN для вычисления энергии возбуждения префрагментов. Результаты представлены на рисунке 2.4.

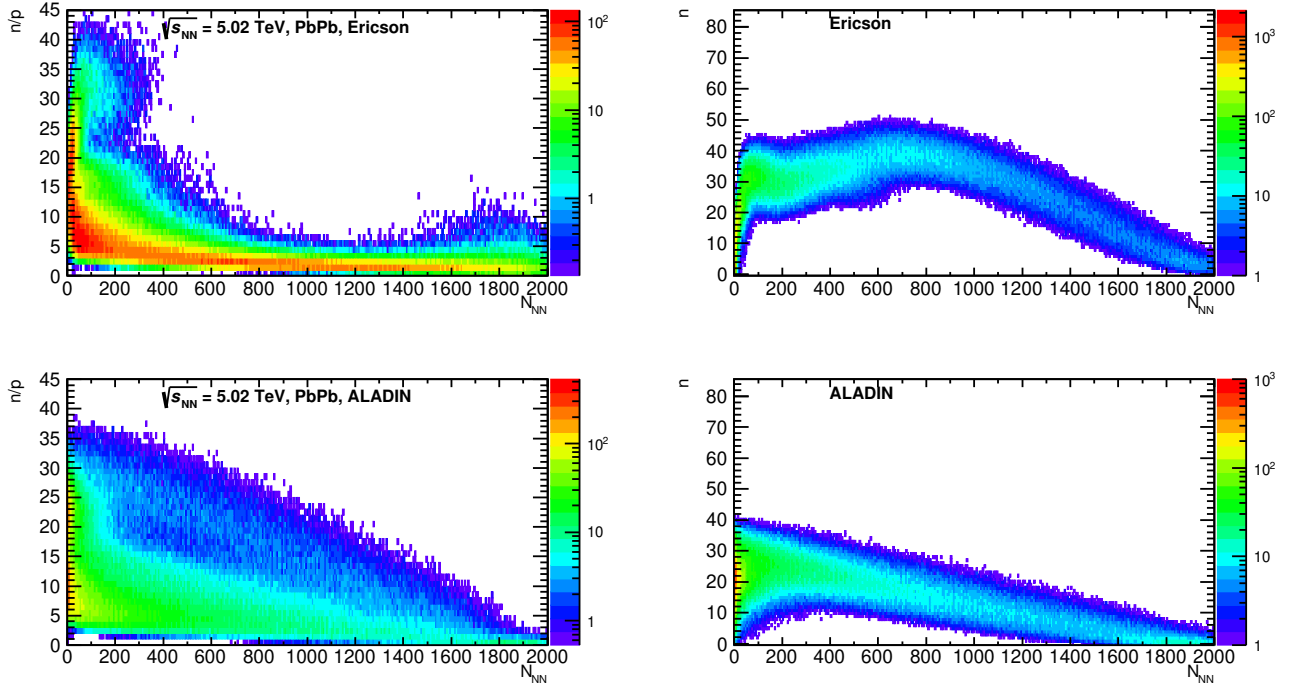


Рисунок 2.4 —  $n/p$ -отношение для спектаторных нуклонов (слева) и множественность спектаторных нейтронов (справа), вычисленные с помощью ААМСС с использованием формулы Эриксона (верхний ряд) и параметризации ALADIN (нижний ряд) в зависимости от  $N_{NN}$ . Цветовая шкала обозначает величину сечения в миллибарнах. Рисунок из работы [A5]

Как можно видеть из этого рисунка, использование одной или другой параметризации дает существенно разные зависимости  $n/p$ -отношения и множественности нейтронов. При использовании формулы Эриксона  $n/p$ -отношение для свободных нуклонов в центральных и полуцентральных столкновениях оказывается близким к  $N/Z = 1.54$  в ядре  $^{208}\text{Pb}$ , поскольку эта параметризация дает большую энергию возбуждения, приводящую к высвобождению всех нуклонов спектаторной материи. Однако в периферических столкновениях ( $N_{NN} < 200$ )  $n/p$ -отношение значительно растет. В таких столкновениях энергии возбуждения префрагментов оказываются умеренными ( $\varepsilon^* < 2$  МэВ), поскольку количество удаленных из  $^{208}\text{Pb}$  нуклонов остается небольшим, и доминирующим каналом является испарение нуклонов префрагментом. По причине высокого кулоновского барьера в тяжелом префрагменте испарение протонов подавлено в сравнении с испарением нейтронов. В результате в основном испа-

ряются нейтроны, что приводит к значительному увеличению  $n/p$ -отношения. Следует отметить, что дисперсия  $n/p$ -отношения, вычисленного с помощью ААМСС с использованием параметризации ALADIN, заметно выше, чем с помощью формулы Эриксона, см. рисунок 2.4, но его средние значения оказываются ниже. Это связано с тем, что меньшие энергии возбуждения, приписываемые префрагменту параметризацией ALADIN, сохраняют заметную часть материи в виде ядерных фрагментов промежуточной массы, которые затем могут испарять нуклоны. Меньший кулоновский барьер в средних и легких ядрах, образующихся после мультифрагментации, не подавляет заметно испарение протонов. Это дает величину  $n/p$ -отношения, близкую к таковой для легких и средних ядер.

На рисунке 2.4 приведена также множественность нейтронов-спектаторов в зависимости от  $N_{NN}$ . Согласно результатам ААМСС, полученным с помощью формулы Эриксона, множественность нейтронов значительна в периферических столкновениях благодаря их испарению из префрагментов по объясненным выше причинам. Она немного возрастает при переходе к полуцентральному событиям. В центральных столкновениях средняя множественности нейтронов ниже, что объясняется меньшим объемом спектаторной материи в таких событиях. Вычисления с использованием параметризации ALADIN показывают практически монотонное снижение множественности нейтронов при переходе от периферических к центральным событиям. В целом, множественности нейтронов в двух вариантах расчета заметно различаются: максимальное количество нейтронов в расчете с формулой Эриксона достигает 50, а в расчете с параметризацией ALADIN не превышает 40.

Таблица 2 —  $n/p$ -отношение для спектаторных нуклонов от  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновений при энергии 158А ГэВ для различных вариантов вычисления энергии возбуждения в сравнении с данными эксперимента NA49 [50].

Таблица из работы [A5].

	$b$ , фм				
	2.1±0.9	3.7±0.9	5.4±0.9	6.9±0.9	8.4±0.9
NA49 [50]	1.3±0.3	1.4±0.3	1.7±0.2	1.9±0.3	1.9±0.3
ААМСС, Ericson	1.9±0.8	1.8±0.6	1.9±0.5	2.3±0.7	3.3±0.8
ААМСС, ALADIN	3.3±3.2	6.0±4.6	8.1±6.1	9.4±7.0	10.0±7.3

Следует отметить, что  $n/p$ -отношение и множественность нейтронов-спектаторов оказываются исключительно чувствительны к методу вычисления  $\varepsilon^*$ , в противоположность чаще рассматриваемым величинам, например,  $\langle Z_{\max} \rangle$  и  $\langle M_{\text{IMF}} \rangle$ . Действительно, при замене метода изменяется сама форма зависимости  $n/p$ -отношения и множественности нейтронов от центральности. Пока можно только сравнить результаты ААМСС для  $n/p$ -отношения спектаторных нуклонов с измеренными в  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновениях при энергии 158А ГэВ [50], см. таблицу 2. В целом, результаты вычислений с использованием формулы Эриксона оказываются ближе к экспериментальным данным, а вычисления с параметризацией ALADIN систематически завышают  $n/p$ -отношение. При этом стоит отметить, что эти результаты были получены без использования алгоритма MST-кластеризации, представленного в разделе 1.3.1.

### 2.3 Использование характеристик спектаторной материи для определения центральности в $^{197}\text{Au}$ – $^{197}\text{Au}$ столкновениях на NICA

Как известно, см. в частности, работу [A1], одинаково малое число свободных спектаторных нуклонов ожидается как в центральных, так и в периферических столкновениях, а максимум нуклонной множественности ожидается в полуцентральных столкновениях. Известно, что в столкновениях  $^{197}\text{Au}$  с легкими и тяжелыми ядрами [8] множественность фрагментов промежуточной массы  $M_{\text{IMF}}$  также мала в центральных и периферических столкновениях. Все это означает, что измерений множественности свободных нуклонов-спектаторов, или  $M_{\text{IMF}}$  по отдельности недостаточно для однозначного определения центральности во всем диапазоне  $b$ . Поэтому необходимо искать другие связанные с центральностью характеристики спектаторной материи. Во-первых, целесообразно рассмотреть характеристики спектаторных нуклонов и легких фрагментов с  $Z \leq 2$ , поскольку они будут более эффективно детектироваться передними калориметрами экспериментов MPD и CBM по сравнению с фрагментами с  $Z \geq 3$ . Во-вторых, поскольку некоторые спектаторные дейтроны и  $\alpha$ -частицы регистрировались в эксперименте PNOBOS на RHIC [59], то рассмотренные характеристики спектаторов с  $Z \leq 2$  могут быть предложены и для измерений на RHIC.

В работах [60–62] несколько характеристик ядро-ядерных столкновений, в частности, множественность рождённых в результате взаимодействий нукло-

нов-партисипантов частиц и множественность спектаторных нейтронов, были использованы в качестве входных данных для алгоритмов машинного обучения (Machine learning (ML)), чтобы связать каждое измеренное событие ядро-ядерного столкновения с определенной центральностью или интервалом прицельного параметра. В частности, использовался байесовский подход к анализу данных [63]. В рамках настоящей диссертации теорема Байеса используется для вычисления апостериорной вероятности  $P(C_i|N)$  того, что зарегистрированное событие с измеренной множественностью  $N$  спектаторов, в частности, нейтронов,  ${}^2\text{H}$  или  ${}^4\text{He}$ , принадлежит определенному интервалу центральности  $C_i$ . Вероятность вычисляется как

$$P(C_i|N) = P(C_i)P(N|C_i)/P(N) \quad (2.1)$$

из условной вероятности  $P(N|C_i)$  того, что событие данной центральности  $C_i$  характеризуется множественностью  $N$  и безусловными априорными вероятностями  $P(C_i) \equiv |C_i|$  и  $P(N)$ . Как показано в работах [60, 62], для определения центральности перспективно использовать набор из нескольких характеристик столкновения, а не единственную характеристику. Использование множества измеряемых характеристик столкновения приводит к многомерной задаче, которую необходимо решать с помощью эффективных алгоритмов ML. Однако успех таких алгоритмов существенно зависит от правильного выбора измеряемых характеристик столкновения, а также от надежности расчетов соответствующих условных вероятностей в рамках выбранной модели. В отличие от традиционных методов, которые связывают одну измеряемую величину, такую как множественность нейтронов, с бином центральности, алгоритмы ML для определения центральности могут быть основаны на наборе измеряемых величин, включая несколько характеристик спектаторной материи, не ограничиваясь, таким образом, исключительно множественностью нейтронов.

В этом разделе модель ААМСС используется для вычисления нескольких характеристик спектаторной материи, которые потенциально могут быть использованы в качестве входных данных для ML алгоритмов определения центральности в столкновениях ядро-ядро. С помощью уравнения (2.1) мы рассчитываем  $P(C_i|N)$  отдельно для каждой характеристики  $N$ , чтобы оценить степень ее чувствительности к  $C_i$ .

Ожидается, что легкие спектаторные фрагменты, в частности дейтроны и  $\alpha$ -частицы, могут быть зарегистрированы помимо спектаторных нуклонов в передних калориметрах FHCAL, разработанных для эксперимента MPD на NICA [64]. В нынешней конструкции FHCAL может быть измерена только полная энергия спектаторов в каждом событии, и, например, отклик калориметра на два нейтрона нельзя отличить от отклика на дейтрон. Однако перед FHCAL могут быть установлены сцинтилляционные детекторы. Благодаря сигналу от них можно будет отличить заряженные спектаторы от спектаторных нейтронов. Поэтому целесообразно рассмотреть корреляцию между числом спектаторных дейтронов или  $\alpha$ -частиц и центральностью события в дополнение к связи между полной энергией спектаторов и центральностью в  $^{197}\text{Au}-^{197}\text{Au}$  столкновениях на NICA.

### 2.3.1 Число спектаторных дейтронов и $\alpha$ -частиц

Апостериорные вероятности  $P(C_i|N_{H-2})$  и  $P(C_i|N_{He-4})$  были рассчитаны с помощью ААМСС как вероятности того, что событие с заданным числом спектаторных дейтронов  $N_{H-2}$  или  $\alpha$ -частиц  $N_{He-4}$ , соответственно, принадлежит к определенному интервалу центральности: 0–20%, 20–40%, 40–60%, 60–80% или 80–100%. Такие вероятности, представленные на рисунке 2.5, были рассчитаны для  $^{197}\text{Au}-^{197}\text{Au}$  столкновений при  $\sqrt{s_{NN}} = 11$  ГэВ с использованием параметризации ALADIN, см. главу 1. Имея на руках эти вероятности, можно попытаться классифицировать событие с заданными  $N_{H-2}$  и  $N_{He-4}$  как центральное, полупериферическое или периферическое.

ААМСС предсказывает, что в столкновениях  $^{197}\text{Au}-^{197}\text{Au}$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 11$  ГэВ может быть образовано до 11 спектаторных дейтронов. Как видно из левой панели рисунка 2.5, наиболее вероятно, что событие с 6–11 дейтронами принадлежит к интервалу центральности 20–40%, и очень маловероятно, что это событие является периферическим. Согласно ААМСС, событие с 6–11  $\alpha$ -частицами может быть либо центральным (0–20%), либо полужентральным (20–40%), либо полупериферическим (40–60%). Аналогично, трудно с уверенностью классифицировать событие с 1–3 спектаторными дейтронами или  $\alpha$ -частицами, поскольку столь малое количество этих легких ядер может быть образовано при любой центральности, см. рисунок 2.5. Тем не менее, наиболее вероятно, что события с  $N_{H-2} = 0$  и  $N_{He-4} = 0$  являются периферическими. В



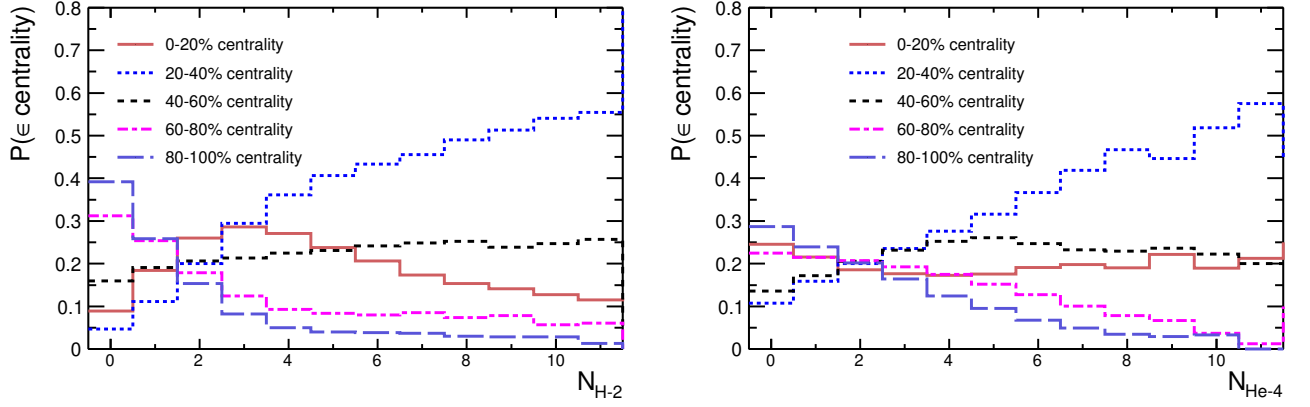


Рисунок 2.5 — Вероятность того, что событие с данным числом дейтронов  $N_{H-2}$  (слева) или  $\alpha$ -частиц  $N_{He-4}$  (справа) будет принадлежать к определенному интервалу центральности: 0–20%, 20–40%, 40–60%, 60–80% или 80–100%, рассчитанные с помощью ААМСС для  $^{197}\text{Au}-^{197}\text{Au}$  столкновений при  $\sqrt{s_{NN}} = 11$  ГэВ. Рисунок из работы [A2].

целом, хотя высокая множественность дейтронов или  $\alpha$ -частиц в детектированном событии предполагает, что это событие принадлежит к 20–40% или 40–60% интервалам центральности,  $N_{H-2}$  и  $N_{He-4}$  не подходят в качестве надежных индикаторов центральности для всех видов событий. Это связано с ростом и спадом образования этих легких ядер с увеличением  $b$  от центральных к периферическим столкновениям, предсказанными ААМСС. Максимумы множественности дейтронов и  $\alpha$ -частиц ожидаются в полупериферических столкновениях в середине диапазона  $b$ , соответствующего адронным взаимодействиям ядер  $^{197}\text{Au}$ .

### 2.3.2 Количество заряженных фрагментов на спектаторный нуклон

Число заряженных фрагментов, рассчитанное на спектаторный нуклон  $N_{ch.}/A_{pf}$  для  $^{197}\text{Au}-^{197}\text{Au}$  столкновений при  $\sqrt{s_{NN}} = 11$  ГэВ, показано на рисунке 2.6 как функция прицельного параметра  $b$ . Как упоминалось выше, в эксперименте MPD на NICA сцинтилляционные детекторы можно установить между точкой взаимодействия и FHCa1. С помощью этих сцинтилляционных годоскопов спектаторные протоны и ядерные фрагменты могут быть отделены от спектаторных нейтронов. Сегментация годоскопов в поперечной плоскости позволит разделять сигналы от заряженных спектаторов, вылетающих вперед

под разными углами. Таким образом, количество заряженных спектаторов  $N_{ch.}$  может быть получено в дополнение к  $A_{pf.}$ , извлеченному из полной энергии фрагментов, измеренной в FHCAL.

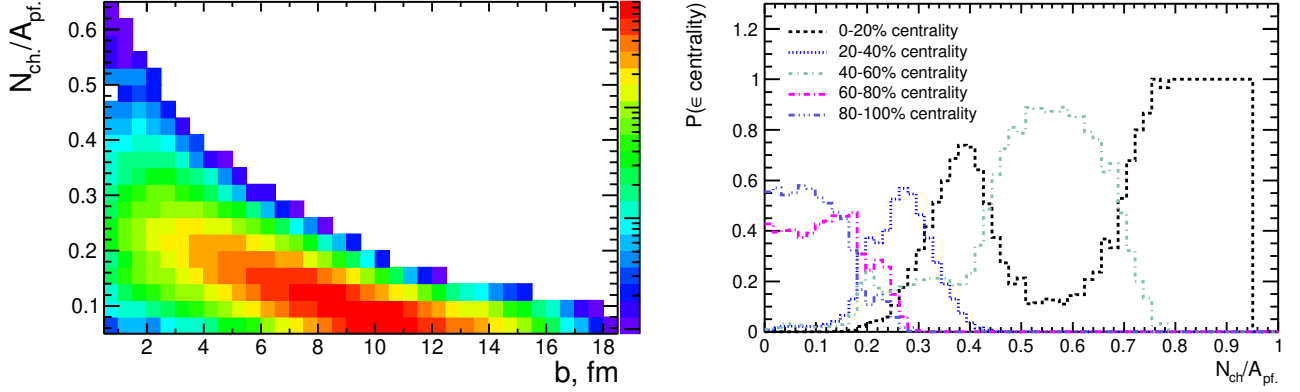


Рисунок 2.6 — Количество заряженных фрагментов на нуклон спектатора  $N_{ch.}/A_{pf.}$  как функция прицельного параметра  $b$  (слева), и вероятность того, что событие с данным  $N_{ch.}/A_{pf.}$  принадлежит к определенному интервалу центральности: 0–20%, 20–40%, 40–60%, 60–80% или 80–100% (справа), рассчитанная в ААМСС для  $^{197}\text{Au}-^{197}\text{Au}$  столкновений при  $\sqrt{s_{NN}} = 11$  ГэВ.

Рисунок из работы [A2].

Как видно из левой панели рисунка 2.6, рассчитанные с помощью ААМСС величины  $N_{ch.}/A_{pf.}$  монотонно уменьшаются с увеличением прицельного параметра  $b$ . Такая корреляция между  $N_{ch.}/A_{pf.}$  и  $b$  характерна для столкновений одинаковых тяжелых ядер и обусловлена следующими эффектами. Общий объем спектаторной материи  $A_{pf.}$  увеличивается с ростом  $b$ . В центральных или полужентральных столкновениях  $A_{pf.}$  мал из-за большого числа нуклонов, участвующих в столкновениях с малым  $b$ . Энергия возбуждения спектаторной материи на нуклон в таких столкновениях высока,  $\epsilon^* > 3$  МэВ, что приводит к интенсивному образованию свободных спектаторных протонов и легких ядерных фрагментов в распадах спектаторной материи. В результате  $N_{ch.}/A_{pf.}$  сильно флуктуирует вокруг среднего значения  $\sim 0.4$  и может достигать 0.6–0.8 в редких центральных событиях с эпизодическим высоким содержанием протонов в спектаторной материи. Это отражается в значительной апостериорной вероятности принадлежности событий с высокими значениями  $N_{ch.}/A_{pf.}$  к интервалу центральности 0–20%, см. правую панель рисунка 2.6. Очень вероятно, что события с измеренными  $0.4 < N_{ch.}/A_{pf.} < 0.7$  для спектаторов принадлежат к

40-60% интервалу центральности, характеризующемуся мультифрагментными распадами префрагментов. Напротив, тяжелые префрагменты, образующиеся в периферических столкновениях (60–80% или 80–100%), менее возбуждены ( $\epsilon^* < 2$  МэВ) и в основном испаряют нейтроны в сопровождении нескольких протонов. Такое преобладание нейтронов в продуктах распада естественно приводит к низкому  $N_{ch.}/A_{pf.}$ . Поэтому можно ожидать, что события с  $N_{ch.}/A_{pf.} < 0.2$  должны расцениваться как периферические  $^{197}\text{Au}-^{197}\text{Au}$  столкновения, см. рисунок 2.6.

### 2.3.3 Асимметрия вперед-назад числа спектаторных нуклонов

Передние нейтронные и протонные калориметры (ZDC) [57] в эксперименте ALICE на LHC регистрируют спектаторные нуклоны от обоих сталкивающихся ядер,  $A$  и  $B$ . Эксперимент MPD в NICA [64] также будет способен детектировать спектаторы с обеих сторон. Поэтому интересно рассмотреть асимметрию вперед-назад ( $A-B$ ) чисел  $N_n^A$  и  $N_n^B$  спектаторных нейтронов [65], определяемую как

$$\alpha_{\text{neutr}} = \frac{N_n^A - N_n^B}{N_n^A + N_n^B}, \quad (2.2)$$

и асимметрию чисел  $N^A$  и  $N^B$  свободных спектаторных нуклонов (нейтронов и протонов в совокупности):

$$\alpha_{\text{nucleons}} = \frac{N^A - N^B}{N^A + N^B}. \quad (2.3)$$

Постериорные вероятности  $P(C_i|\alpha_{\text{neutr}})$  и  $P(C_i|\alpha_{\text{nucleons}})$  для  $^{197}\text{Au}-^{197}\text{Au}$  столкновения при  $\sqrt{s_{NN}} = 11$  ГэВ с данным значением асимметрии вперед-назад  $\alpha_{\text{neutr}}$  спектаторных нейтронов или несвязанных спектаторных нуклонов  $\alpha_{\text{nucleons}}$  для принадлежности к определенному интервалу центральности: 0–20%, 20–40%, 40–60%, 60–80% или 80–100% были вычислены с помощью ААМСС. Они представлены на рисунке 2.7 как функции  $\alpha_{\text{neutr}}$  и  $\alpha_{\text{nucleons}}$ .

По причине ограниченного общего объема спектаторной материи в центральных столкновениях ожидаются заметные статистические флуктуации небольшого количества спектаторных нуклонов, образующихся от каждого из сталкивающихся ядер. Действительно, как видно из левой панели рисунка 2.7, наиболее вероятно, что событие с большой асимметрией количества нейтронов

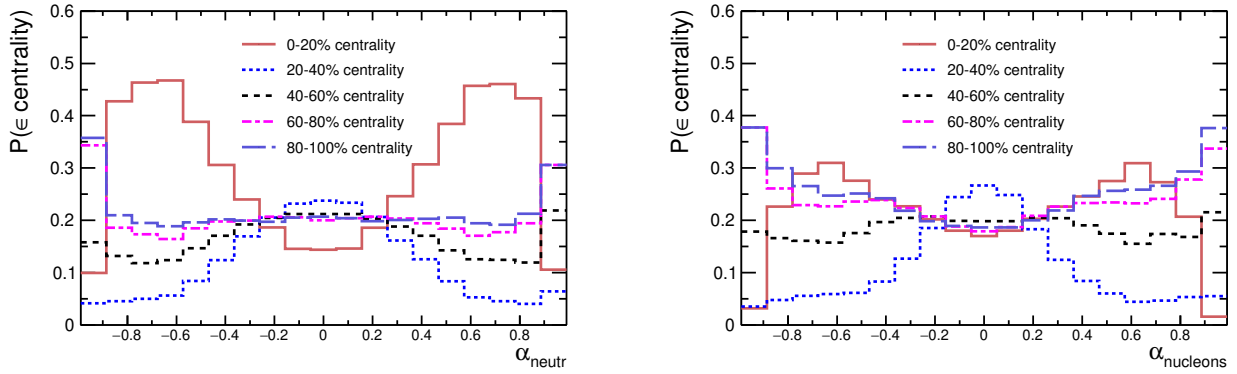


Рисунок 2.7 — Вероятность  $^{197}\text{Au}-^{197}\text{Au}$  столкновения при  $\sqrt{s_{NN}} = 11$  ГэВ с заданным значением асимметрии вперед-назад чисел свободных спектаторных нейтронов  $\alpha_{\text{neutr}}$  (слева) и нуклонов  $\alpha_{\text{nucleons}}$  (справа) принадлежать определенному интервалу центральности: 0–20%, 20–40%, 40–60%, 60–80% или 80–100%. Рисунок из работы [A2].

$0.2 < |\alpha_{\text{neutr}}| < 0.9$  является центральным (0–20%). Однако, как видно из правой панели, большая асимметрия общего числа несвязанных нуклонов с каждой стороны возможна не только в центральных событиях, но и в периферических (60–80% или 80–100%). Это объясняется ограниченным числом спектаторных нуклонов, испаряющихся из тяжелых префрагментов с низкой энергией возбуждения, которые образуются в периферических столкновениях. В отличие от этого, спектаторная асимметрия в полуцентральных столкновениях (20–40%) довольно мала. Согласно ААМСС, вполне вероятно, что событие с  $\alpha_{\text{neutr}} \sim 0$  и  $\alpha_{\text{nucleons}} \sim 0$  принадлежит к 20–40% интервалу центральности, см. рисунок 2.7. В общем, если событие с большой асимметрией спектаторов, скорее всего, является центральным, в определении событий других интервалов центральности на основе их  $\alpha_{\text{neutr}}$  и  $\alpha_{\text{nucleons}}$  возникают сложности. Это ещё раз показывает, что более достоверное определение центральности возможно на основе совокупности наблюдаемых, вместо использования одной величины. Так, например, события с центральностью 40–60% и 60–80% практически неотличимы друг от друга по величине асимметрии спектаторных нейтронов или нуклонов, см. рисунок 2.7. Однако они могут быть с уверенностью разделены по величине  $N_{ch.}/A_{pf.}$ , рисунок 2.6. Кроме этого, наши расчеты показывают, что события с центральностью 40–60% в сравнении событиями с центральностью 60–80% с заметно большей вероятностью приводят к образованию большого количества дейтронов и  $\alpha$ -частиц, см. рисунок 2.5.

### Глава 3. Состав спектаторной материи в центральных столкновениях релятивистских ядер

Выходы спектаторных нейтронов и протонов в центральных ядро-ядерных столкновениях заслуживают особого внимания, поскольку выполненные в настоящей диссертационной работе с помощью ААМСС вычисления демонстрируют чувствительность этих выходов к достаточно тонким деталям структуры сталкивающихся ядер. В настоящей главе показано, что сечения образования определённого количества нейтронов и протонов в ультрацентральных столкновениях тяжелых ядер чувствительны к наличию в них обогащенного нейтронами поверхностного слоя. Кроме этого показано, как количество нейтронов в ультрацентральных столкновениях деформированных ядер зависит от их начальной ориентации.

#### 3.1 Моделирование спектаторов от столкновений релятивистских ядер $^{208}\text{Pb}$ с учётом поверхностного нейтронного слоя

Как и некоторые другие ядра,  $^{208}\text{Pb}$  имеет так называемый поверхностный нейтронный слой, который характеризуется увеличенным соотношением между локальными плотностями нейтронов и протонов на периферии тяжелого или обогащённого нейтронами ядра.

Преобладание нейтронов над протонами на периферии ядра было обнаружено в ранних экспериментах по изучению ядерной структуры [66, 67]. Радиальные распределения плотности нейтронов и протонов в средних и тяжелых ядрах обычно характеризуются двухпараметрическими функциями Ферми:

$$\rho_{n,p}(r) = \frac{\rho_{0n,p}}{1 + \exp[(r - R_{n,p})/a_{n,p}]}, \quad (3.1)$$

с нормировкой на массовое число  $A$ :

$$\int d^3r (\rho_n(r) + \rho_p(r)) = A. \quad (3.2)$$

Соответствующие радиусы половинной плотности,  $R_n$  и  $R_p$ , и параметры диффузности,  $a_n$  и  $a_p$ , выбраны отдельно для нейтронов и протонов, как и плотности,  $\rho_{0n}$  и  $\rho_{0p}$ , в центре ядра. Как известно, в легких обогащённых нейтронами

ядрах эффект периферийного избытка нейтронов обусловлен слабой связью между центральной частью ядра и несколькими остальными нейтронами, образующими нейтронное гало (neutron halo (NH)) [68]. Нейтронное гало существует также в среднетяжелых и тяжелых ядрах, когда  $R_n = R_p$  и  $a_n > a_p$  [69]. В случае  $R_n > R_p$  и  $a_n = a_p$  поверхностный избыток нейтронов обычно интерпретируется как нейтронный слой (Neutron Skin (NS)) [69]. Из-за соотношений  $R_n > R_p$  и  $a_n > a_p$ , справедливых для многих ядер, включая  $^{208}\text{Pb}$ , классификация на NH и NS случаи не является однозначной. Поэтому далее для простоты поверхностный слой ядра с преобладанием нейтронов над протонами будет именоваться NS. Толщина NS обычно характеризуется разницей между среднеквадратичными радиусами, рассчитанными для распределений нейтронов и протонов в ядре:

$$\Delta r_{np} = \langle r_n^2 \rangle^{1/2} - \langle r_p^2 \rangle^{1/2} . \quad (3.3)$$

Здесь  $r_n$  и  $r_p$  представляют собой расстояние между центром нейтрона или протона, соответственно, и центром ядра. Ключевым моментом в точном определении  $\Delta r_{np}$  в  $^{208}\text{Pb}$  и других ядрах состоит в уменьшении неопределенности именно  $\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$ , поскольку протонные среднеквадратичные радиусы ядер были измерены точно [70]. Значения  $\Delta r_{np}$  были рассчитаны в нескольких работах, в частности [71–73]. Различные экспериментальные методы были использованы [69, 74, 75] для измерения  $\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$  и определения  $\Delta r_{np}$  для  $^{208}\text{Pb}$ . Однако существующие теоретические и экспериментальные результаты по толщине NS в  $^{208}\text{Pb}$  и других ядрах характеризуются большими неопределенностями и часто противоречат друг другу.

Толщина NS является одним из наиболее фундаментальных свойств ядер, связанных с энергией симметрии ядерной материи, поэтому требуется её надежное определение. Как следует из расчетов [76], избыток нейтронов на периферии ядер вблизи границы стабильности намного превышает значение, связанное с тривиальным избытком нейтронов над протонами, выражаемым отношением  $N/Z = (A - Z)/Z$ . Это контрастирует с отсутствием значительного увеличения среднеквадратичного радиуса протонного распределения  $\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$  в ядрах при приближении к границе стабильности ядер, за которой ядра становятся нестабильными в отношении эмиссии протонов (proton-drip line), см. работу [76]. В работе [77] показана связь между обогащёнными нейтронами периферией ядра  $^{208}\text{Pb}$  и свойствами коры нейтронных звезд. Корреляции между толщиной NS в

тяжелых ядрах, первой производной энергии симметрии при пониженной ядерной плотности и радиусами нейтронных звезд средней массы были исследованы в работе [78]. Ввиду существующих неопределенностей свойств NS, эти и другие исследования говорят в пользу поиска новых методов уточнения  $\Delta r_{np}$  в тяжелых ядрах, в частности, в  $^{208}\text{Pb}$ .

Было показано [79–83], что некоторые характеристики, рассчитанные для ядерно-ядерных столкновений при низких и релятивистских энергиях, чувствительны к параметрам NS. Полное сечение реакции, сечения удаления нейтронов (протонов), а также их отношения, рассчитанные для столкновений нейтроноизбыточного  $^{48}\text{Ca}$  с энергией  $100A$  МэВ с мишенью из  $^{12}\text{C}$  с помощью модели Statistical Abrasion-Ablation (SAA), линейно зависят от толщины NS в ядре-снаряде  $^{48}\text{Ca}$  [79]. Линейные корреляции между сечениями удаления нейтронов и толщиной NS были предсказаны SAA для периферических столкновений нейтроноизбыточных ядер Na, P, Ca и Ni с энергией  $1A$  ГэВ с  $^{12}\text{C}$  [80]. Как показано [81], отношение между выходами нейтронов и протонов, а также отношение выходов трития к  $^3\text{He}$ , рассчитанное для столкновений нейтроноизбыточных изотопов  $^{42-56}\text{Ca}$  с энергией  $50A$  МэВ с  $^{40}\text{Ca}$ , демонстрируют сильную линейную корреляцию с  $\Delta r_{np}$  в ядрах-снарядах. В работах [82, 83] исследуется возможность определения зависимости энергии симметрии от плотности вблизи плотности насыщения через измерения сечений удаления нейтронов в высокоэнергетических ядерных столкновениях от  $0.4$  до  $1$  ГэВ/нуклон. Однако, чтобы подтвердить все эти теоретические результаты [79–83] в экспериментах, необходимы пучки различных нейтроноизбыточных изотопов Na, P, Ca и Ni, в то время как многие из этих изотопов очень короткоживущие. Это создает трудности при проведении таких экспериментов.

В отличие от работ [79–83], в работах [84–86] рассматривалось образование вторичных частиц, не являющихся нуклонами, в  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  и  $p$ – $^{208}\text{Pb}$  взаимодействиях при гораздо более высоких энергиях столкновений, доступных на LHC. Было предсказано влияние NS  $^{208}\text{Pb}$  на сечение инклюзивного рождения фотонов на начальной стадии в столкновениях  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  на LHC [84]. Как показали расчеты [85, 86], различия в пространственных распределениях нейтронов и протонов в сталкивающихся ядрах вызывают небольшие различия между выходами  $W^+$  и  $W^-$  бозонов в периферических  $p$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновениях. Авторы работ [84–86] предложили релятивистские протон-ядерные и ядро-ядер-

ные столкновения в качестве инструментов изучения NS, но также указали на трудности, которые могут возникнуть при попытках обнаружить столь тонкие эффекты, связанные с NS, в экспериментах на LHC.

В связи с упомянутыми выше трудностями экспериментов, показывающих наличие NS в ядрах, целесообразно предложить измерения других характеристик ядерно-ядерных столкновений, чувствительных к параметрам NS. Как показано в работе [16], разница множественностей заряженных адронов между центральными столкновениями ядер-изобар  $^{96}\text{Ru}-^{96}\text{Ru}$  и  $^{96}\text{Zr}-^{96}\text{Zr}$  в RHIC чувствительна к толщине NS.

В настоящей диссертации показывается, что избыток нейтронов на периферии  $^{208}\text{Pb}$  может транслироваться в состав спектаторной материи в ультрацентральных столкновениях  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  на LHC. В работе [A6] показано, что рассчитанные сечения образования определенного числа спектаторных нейтронов и протонов вперед, образовавшихся в ультрацентральных столкновениях релятивистских ядер  $^{208}\text{Pb}$ , весьма чувствительны к параметрам NS в  $^{208}\text{Pb}$  и менее чувствительны к другим параметрам, используемым в этих расчетах. Действительно, спектаторная материя в ультрацентральных столкновениях представлена в основном нуклонами, которые отщепляются от ядерной периферии, представляющей NS. Ожидается, что в столкновениях релятивистских ядер спектаторные нуклоны кинематически отделены от нуклонов-партисипантов, и избыток нейтронов по отношению к протонам может быть обнаружен с помощью нейтронных и протонных ZDC в эксперименте ALICE на LHC [18, 87].

Как будет показано далее, наши предложения [A3, A7, A11, A12] по изучению ультрацентральных столкновений  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  на SPS и LHC в CERN с целью исследования NS дополняют предложения [84–86] по исследованию NS в периферических столкновениях этих ядер на LHC. Предыдущие исследования столкновений  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  на обеих установках [18, 50] включали регистрацию спектаторных нейтронов и протонов. Поэтому эффекты NS в ультрацентральных  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  столкновениях могут быть изучены и сравнены при существенно различных энергиях столкновений  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 17.21$  ГэВ на CERN SPS и  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ на LHC. Аргументы в пользу изучения спектаторных нейтронов и протонов именно в наиболее центральных столкновениях тяжелых релятивистских ядер были впервые изложены в наших работах [A3, A7, A11, A12], опираясь на раннюю версию модели ААМСС. Позднее Liu и соавторы [88] незави-



симо предложили регистрировать спектаторные нейтроны от ультрацентральных столкновений ультрарелятивистских ядер-изобар  $^{96}\text{Zr}-^{96}\text{Zr}$  и  $^{96}\text{Ru}-^{96}\text{Ru}$  для определения толщины NS в сталкивающихся ядрах.

### 3.1.1 Параметризация поверхностного нейтронного слоя $^{208}\text{Pb}$

В настоящей работе в ААМСС были реализованы шесть различных комбинаций (профилей) распределений плотности нейтронов и протонов в  $^{208}\text{Pb}$ . Это позволяет изучить чувствительность выходов спектаторных нейтронов и протонов от ультрацентральных  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  столкновений к параметрам NS в  $^{208}\text{Pb}$ . Все профили были взяты следуя выражениям (3.1) и (3.2) с параметрами, приведёнными в таблице 3. Эти профили были сгруппированы в три пары для попарного сравнения полученных с ними результатов ААМСС, которое представлено ниже в подразделах 3.1.4, 3.1.5 и 3.1.6. Профили плотности в первой паре, обозначенные как NFB-8 и NL1, были взяты из работы [72]. Они представляют рассчитанные распределения плотности, которые характеризуют, соответственно, наиболее тонкую ( $\Delta r_{np} = 0.115$  фм) и толстую ( $\Delta r_{np} = 0.321$  фм) NS среди всех моделей ядерной структуры  $^{208}\text{Pb}$ , упомянутых в работе [72]. Параметризации Pbpnrw и PREX во второй паре основаны на результатах коллаборации Crystal Ball at MAMI and A2 [74] и коллаборации PREX [75], соответственно. Эти две коллаборации провели измерения для  $^{208}\text{Pb}$  двумя различными методами и использовали различные теоретические модели для аппроксимации экспериментальных результатов. В работе [74] интерполяция теоретической моделью измеренных сечений дала  $R_n = 6.70 \pm 0.03$  фм и  $a_n = 0.55 \pm 0.01(\text{stat.}) - 0.03 + 0.02(\text{sys.})$  фм. После этого параметризация Pbpnrw с  $R_n = 6.69$  фм и  $a_n = 0.56$  фм была использована в Glauber MC как вариант по умолчанию для  $^{208}\text{Pb}$  [7]. В работе [75]  $\Delta r_{np} = 0.283 \pm 0.071$  фм была извлечена из измерений нарушения четности в упругом рассеянии поляризованных электронов от  $^{208}\text{Pb}$ , но соответствующие  $R_n$  и  $a_n$  не были представлены в этой работе. Как известно [73], даже если зафиксировать параметры плотности протонов в  $^{208}\text{Pb}$  как  $R_p = 6.68$  фм и  $a_p = 0.447$  фм [7, 74], то останется множество наборов  $R_n$  и  $a_n$ , которые в результате дадут одно и то же значение  $\Delta r_{np}$ .

Чтобы определить  $R_n$  и  $a_n$ , которые адекватно воспроизводят величину  $\Delta r_{np} = 0.283$  фм, полученную коллаборацией PREX [75], было взято среднее

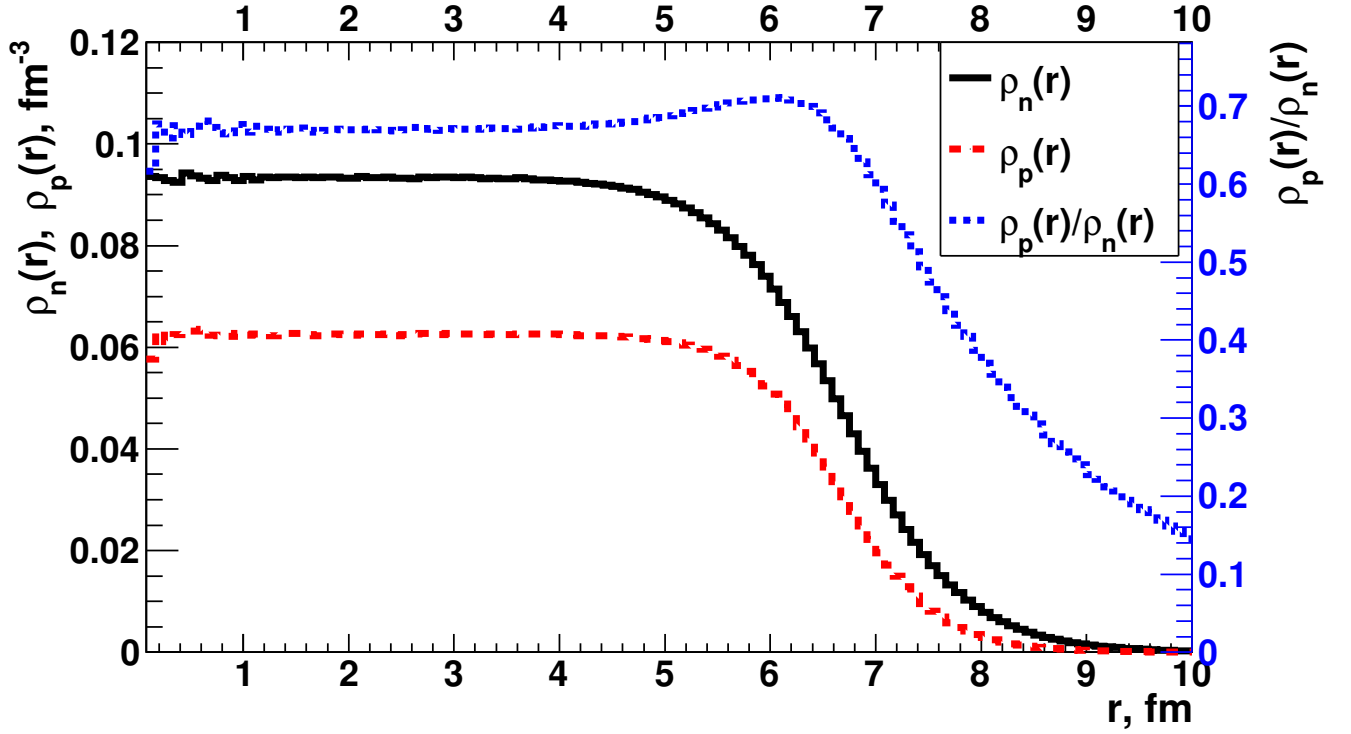


Рисунок 3.1 — Вычисленные с профилем плотности Pbrngw, используемым в модели GlauberMC [7], радиальные распределения плотности нейтронов и протонов  $\rho_{n,p}(r)$  (ось ординат слева) и их отношение  $\rho_p(r)/\rho_n(r)$  (ось ординат справа) в  $^{208}\text{Pb}$ . Соответствующие значения  $R_{n,p}$  и  $a_{n,p}$  приведены в таблице 3.

Рисунок из работы [A6].

значение  $R_n = 6.810$  фм из нескольких версий моделей, рассмотренных в работе [72]. Затем, параметр диффузности  $a_n = 0.60$  фм для нейтронов был вычислен из следующих соотношений [73]:

$$\langle r_p^2 \rangle = \frac{3}{5} R_p^2 \left( 1 + \frac{7 \pi^2 a_p^2}{3 R_p^2} \right), \quad (3.4)$$

$$\langle a_n^2 \rangle = \frac{5}{7 \pi^2} \left( \Delta r_{np} + \sqrt{\langle r_p^2 \rangle} \right)^2 - \frac{3 R_n^2}{7 \pi^2}. \quad (3.5)$$

Таким образом, значения  $R_n = 6.810$  фм,  $a_n = 0.60$  фм,  $R_p = 6.68$  фм и  $a_p = 0.447$  фм соответствуют профилю ядерной плотности  $^{208}\text{Pb}$ , который обозначен как PREX, см. таблицу 3. Профили Pbrngw и PREX также представляют случаи тонкой ( $\Delta r_{np} = 0.150$  фм) и толстой ( $\Delta r_{np} = 0.283$  фм) NS, соответственно.

Таблица 3 — Радиусы, соответствующие половине максимума плотности,  $R_{n,p}$ , параметры диффузности  $a_{n,p}$  и соответствующая толщина NS  $\Delta r_{np}$  для шести различных параметризаций плотностей нейтронов и протонов в  $^{208}\text{Pb}$ , использованных в данной работе в расчетах ААМСС. Также приведены значения  $b_{max}$  для интервала прицельных параметров  $[0, b_{max}]$ , соответствующего 0–5% центральности при  $\sqrt{s_{NN}} = 17.21$  ГэВ и 5.02 ТэВ, соответственно. Таблица из работы [А6].

	$R_n$ ,	$a_n$ ,	$R_p$ ,	$a_p$ ,	$\Delta r_{np}$ ,	$b_{max}$ ,	
	фм	фм	фм	фм	фм	17.21 ГэВ	5.02 ТэВ
NFB-8	6.679	0.546	6.683	0.451	0.115	3.32	3.45
NL1	6.940	0.587	6.718	0.463	0.321	3.45	3.57
Pbprnw	6.69	0.56	6.68	0.447	0.15	3.37	3.49
PREX	6.81	0.60	6.68	0.447	0.283	3.42	3.54
PREX1	6.68	0.66	6.68	0.447	0.283	3.46	3.59
PREX2	6.94	0.53	6.68	0.447	0.283	3.38	3.50

С целью оценки неопределенности выбора  $R_n$  и  $a_n$  для воспроизведения  $\Delta r_{np} = 0.283$  фм, полученной коллаборацией PREX, две дополнительные параметризации, обозначенные как PREX1 и PREX2, были введены в качестве третьей пары в таблицу 3. Эти параметризации обеспечивают ту же  $\Delta r_{np} = 0.283$  фм, но с минимальным и максимальным значениями  $R_n$ , соответствующими, соответственно, профилям NFB-8 и NL1 [72]. В соответствии с работой [69], профиль PREX1 с его параметрами  $R_n = R_p$  и  $a_n > a_p$  можно рассматривать как чистый случай нейтронного гало (NH) в  $^{208}\text{Pb}$ . Другие профили, за исключением NFB-8, имеют  $R_n > R_p$  и  $a_n > a_p$  и поэтому должны рассматриваться как профили ядерной плотности с NS.

В противоположность распределениям нейтронов в  $^{208}\text{Pb}$  с их неопределенностями параметров в профилях Pbprnw и PREX, а также в PREX1 и PREX2, используемые в них распределения плотности протонов имеют твердо установленные параметры:  $R_p = 6.68$  фм и  $a_p = 0.447$  фм, подробнее см. в работе [7]. Именно эти значения  $R_p$  и  $a_p$  для протонов были использованы в расчетах со всеми этими четырьмя профилями плотности. Пример радиальных распределений плотности, соответствующих профилю Pbprnw, показан на рисунке 3.1.

### 3.1.2 Средние числа спектаторных нейтронов и протонов

Шесть различных параметризаций плотностей нейтронов и протонов в  $^{208}\text{Pb}$ , перечисленных в таблице 3, были использованы в ААМСС для расчета среднего числа спектаторных нейтронов  $\langle N_n \rangle$  и протонов  $\langle N_p \rangle$  в центральных  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновениях на SPS в CERN. В расчетах использовалась гибридная параметризация энергии возбуждения префрагментов и применялся алгоритм предравновесной MST-кластеризации [А6]. Данные коллаборации NA49 [50], полученные для  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновений с  $\langle b \rangle = 2$  фм на CERN SPS при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 17.21$  ГэВ, позволяют проверить результаты ААМСС. Как сообщалось в работе [50], летящая вперед спектаторная материя в центральных  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновениях состоит в среднем из 9 нейтронов, 7 протонов и 0.5 дейтрона. Значения  $\langle N_n \rangle$ ,  $\langle N_p \rangle$  и  $\langle N_d \rangle$ , рассчитанные с помощью ААМСС для  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновений при  $b = 2$  фм, сравниваются с данными из работы [50] в таблице 4. Значения  $\langle N_p \rangle$ , рассчитанные со всеми параметризациями ядерной плотности, согласуются с измеренными  $\langle N_p \rangle$  в пределах экспериментальных погрешностей. Это указывает на то, что параметры распределения плотности протонов, используемые в расчетах ААМСС, являются реалистичными. Однако среднее число спектаторных нейтронов  $\langle N_n \rangle$  завышено в расчетах по сравнению с экспериментом для всех вариантов NS. Можно отметить, что в работе [50] было указано среднее значение  $\langle b \rangle = 2$  фм для центральных событий, а не конкретный интервал  $b$ . Не исключено, что наблюдаемое расхождение между измерениями и расчетами может быть связано с использованием фиксированного значения  $b = 2$  фм в моделировании с ААМСС. Тем не менее, очевидная корреляция между  $\langle N_n \rangle$  и  $\Delta r_{np}$  видна в таблице 4. Как и ожидалось, немного больше нейтронов образуется при моделировании с более толстой NS, представленной вариантами NL1, PREX, PREX1 и PREX2. Рассчитанное среднее число дейтронов завышено по сравнению с измеренным  $\langle N_d \rangle$ , но некоторые изменения выхода дейтронов также наблюдаются в зависимости от толщины NS. Так, самое высокое значение  $\langle N_d \rangle = 0.87$  получено для самой тонкой NS в профиле NFB-8, а самое низкое  $\langle N_d \rangle = 0.77$  – с самой толстой NS в профиле NL1. Понятно, что по причине равного количества нейтронов и протонов в дейтронах, обогащённая нейтронами спектаторная материя менее благоприятна для формирования дейтронов.

Таблица 4 — Средние числа спектаторных нейтронов  $\langle N_n \rangle$ , протонов  $\langle N_p \rangle$  и дейтронов  $\langle N_d \rangle$  в ультрацентральных ( $b = 2$  фм)  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновениях при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 17.21$  ГэВ, измеренные коллаборацией NA49 [50] и рассчитанные с помощью ААМСС с различными профилями ядерной плотности. Таблица из работы [А6].

	$\Delta r_{np}$ , фм	$\langle N_n \rangle$	$\langle N_p \rangle$	$\langle N_d \rangle$
NFB-8	0.115	12.45	6.82	0.87
NL1	0.321	13.88	6.44	0.77
Pbprnw	0.15	12.73	6.74	0.85
PREX	0.283	13.59	6.42	0.80
PREX1	0.283	13.79	6.49	0.78
PREX2	0.283	13.41	6.32	0.82
NA49		$9.0 \pm 1.8$	$7.0 \pm 1.4$	0.5

### 3.1.3 Сечения образования определённого количества спектаторных нейтронов

Представленные в настоящем подразделе результаты [А7] получены на начальном этапе выполнения диссертационной работы. В вычислениях на основе ранней версии модели ААМСС использовалась формула Эриксона для определения энергии возбуждения префрагментов, а их предравновесная фрагментация не рассматривалась. Чтобы предварительно оценить чувствительность выходов спектаторных нейтронов к наличию NS в сталкивающихся ядрах, расчеты выполнялись: (1) с NS с использованием описанной выше параметризации Pbprnw ( $\Delta r_{np} = 0.15$  фм); (2) без NS ( $\Delta r_{np} = 0$  фм). В последнем случае среднеквадратичные радиусы нейтронных и протонных распределений совпадали, что обеспечивалось выбором значений  $R_p = R_n = 6.624$  фм и  $a_p = a_n = 0.549$  фм в этом случае.

На рисунке 3.2 представлены сечения образования определённого количества спектаторных нейтронов при произвольном количестве протонов, вычисленные с помощью ранней версии модели ААМСС для центральных  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновений на SPS и LHC. В учитывающих NS расчетах наблюдается уменьшение сечений каналов с 1–3 нейтронами до 20%, при небольшом их увеличении ( $\sim 5$ –10%) на больших множественностях, но в целом эффект NS выражен слабо. Различия в средних числах спектаторных нейтронов в событии в расчетах с NS и без неё оказываются незначительными.

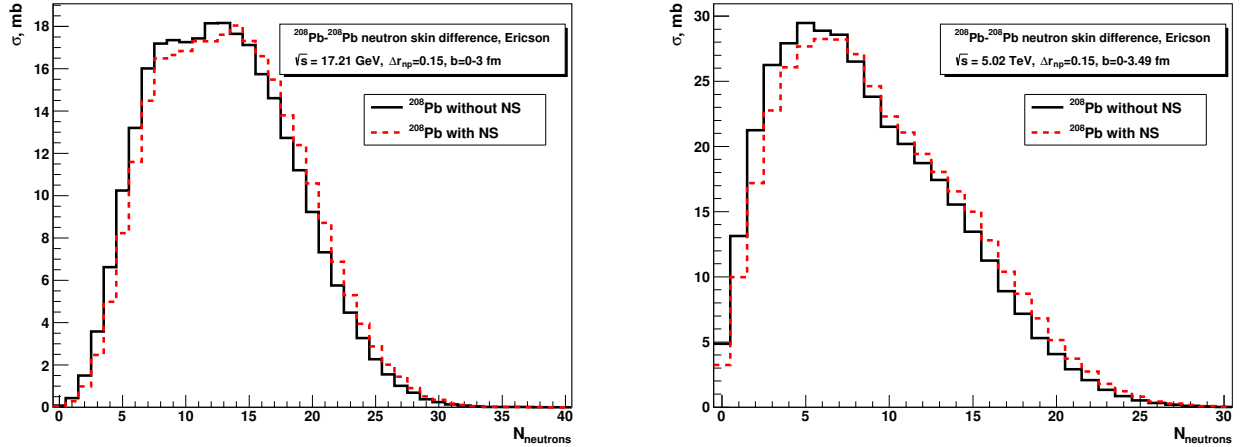


Рисунок 3.2 — Сечения образования определённого количества спектаторных нейтронов, вычисленные с помощью модели ААМСС для центральных ( $b < 3$  фм)  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновений на SPS при энергии пучка 158А ГэВ (слева) и для центральных ( $b < 3.49$  фм) столкновений при  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ (справа). Представлены результаты с использованием формулы Эриксона для энергии возбуждения префрагментов. Сплошная гистограмма представляет результаты вычислений без учета NS ( $\Delta r_{np} = 0$ ), точечная - с учетом NS ( $\Delta r_{np} = 0.15$  фм). Рисунок из работы [А7].

Поэтому далее были вычислены сечения образования определённого количества спектаторных нейтронов, но только в тех событиях, которые не сопровождаются спектаторными протонами, см. рисунок 3.3. Оказалось, что эффект NS значительно более заметен в событиях без образования протонов, где сечения событий с 1–12 спектаторными нейтронами увеличиваются более чем вдвое при учёте NS. При этом рост выходов нейтронов наблюдается при любых множественностях. Именно такие сечения наиболее чувствительны к NS и могут быть предложены для измерений в центральных событиях столкновений тяжёлых ядер для оценки влияния NS на спектаторные нейтроны.

Таким образом, расчеты с использованием ранней версии ААМСС [А7] показывают, что сечения образования определённого числа спектаторных нейтронов в центральных  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновениях малочувствительны к присутствию NS в  $^{208}\text{Pb}$ . Критерий отсутствия спектаторных протонов в таких событиях даёт значительно меньшие по абсолютной величине сечения образования спектаторных нейтронов, однако такие сечения оказываются заметно более чувствительными к присутствию NS в  $^{208}\text{Pb}$ . Стоит отметить, что этот эффект

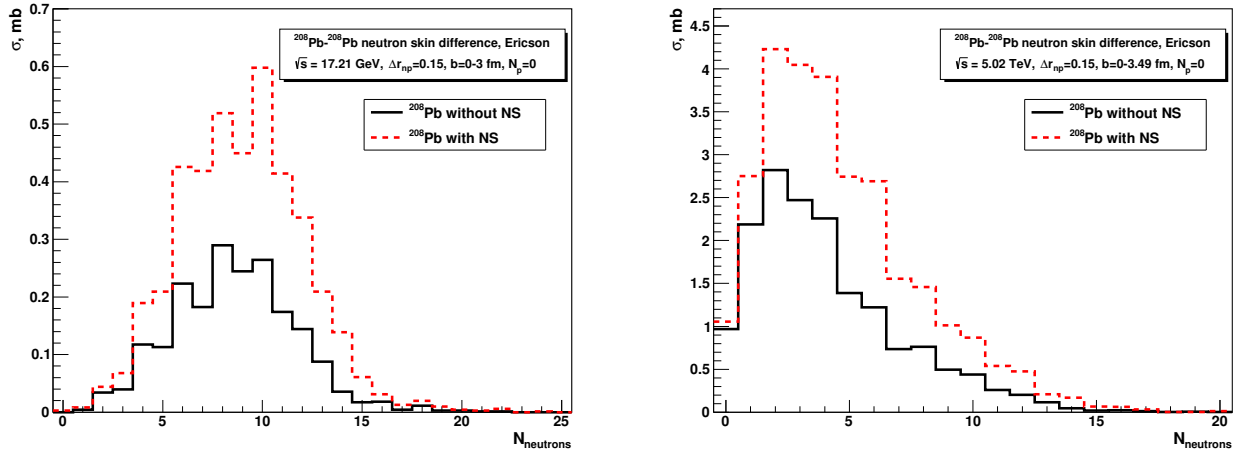


Рисунок 3.3 — То же, что и на рисунке 3.2, но при отсутствии спектаторных протонов. Рисунок из работы [A7].

проявляется как в столкновениях при энергии SPS, так и при энергии LHC. Это показало перспективность проведения более точных вычислений сечений образования определенного числа спектаторных нейтронов и протонов, которые были выполнены в нашей следующей работе [A6] с использованием гибридной параметризации энергии возбуждения префрагментов и с включением алгоритма MST-кластеризации для моделирование предравновесной диссоциации префрагментов, особенно важной для центральных событий.

### 3.1.4 Профили NFB-8 в сравнении с NL1 и зависимость от энергии столкновения

В этом и следующих разделах мы продолжим представление результатов, полученных с помощью усовершенствованной версии ААМСС, опирающейся на гибридную параметризацию энергии возбуждения префрагментов и моделирование предравновесной диссоциации префрагментов. Прежде всего интересно сравнить результаты, полученные для ультрацентральных  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновений на SPS и LHC с использованием в расчетах профилей NFB-8 и NL1, которые представляют ядра  $^{208}\text{Pb}$ , соответственно, с самой тонкой и толстой NS.

Зависимость выхода спектаторных нуклонов в ультрацентральных  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  событиях от энергии столкновения можно оценить из сравнения результатов ААМСС, полученных при  $\sqrt{s_{NN}} = 17.21$  ГэВ и при 5.02 ТэВ для

одинаковой центральности 0–5%. Как видно из таблицы 5,  $\langle N_n \rangle$  и  $\langle N_p \rangle$ , рассчитанные с помощью NFB-8, также как и с профилем NL1, заметно уменьшаются с увеличением энергии столкновения. Такое обеднение спектаторной материи в столкновениях на LHC объясняется увеличением нуклон-нуклонного сечения  $\sigma_{inel}^{NN}$ . Из-за этого увеличения число NN-столкновений становится больше, что приводит к увеличению числа нуклонов-партисипантов при высоких энергиях. Следовательно, число оставшихся нуклонов-спектаторов уменьшается на LHC в сравнении с столкновениями на SPS.

Таблица 5 — Средние числа спектаторных нейтронов  $\langle N_n \rangle$  и протонов  $\langle N_p \rangle$  в ультрацентральных  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновениях для 0–5% центральности при  $\sqrt{s_{NN}} = 17.21$  ГэВ (SPS) и  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ (LHC), рассчитанные с профилями плотности NFB-8 и NL1. Таблица из работы [A6].

	NFB-8		NL1	
	$\langle N_n \rangle$	$\langle N_p \rangle$	$\langle N_n \rangle$	$\langle N_p \rangle$
SPS	14.38	7.81	16.24	7.72
LHC	8.67	4.60	9.92	4.38

Уменьшение чисел  $N_n$  и  $N_p$  при энергии LHC также отчетливо видно в парциальных сечениях  $\sigma(N_n, N_p)$  образования определённого количества нейтронов и протонов, рассчитанных с помощью ААМСС с профилем NFB-8 для столкновений при центральности 0–5%. Эти сечения представлены на рисунке 3.4 для двух энергий столкновений. Как следует из расчетов, максимум  $\sigma(N_n, N_p) \sim 3$  мб на SPS предсказывается для образования 11–17 нейтронов, сопровождаемых 6–9 протонами. Однако максимум  $\sigma(N_n, N_p) \sim 6$  мб на LHC получен для образования только 2–4 нейтронов вместе с 1–2 протонами. Если в ультрацентральных  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновениях около 25 спектаторных нейтронов и 15 спектаторных протонов образуются с заметными сечениями на SPS, то такие высокие множественности спектаторных нуклонов очень маловероятны в столкновениях на LHC, см. рисунок 3.4.

Для оценки чувствительности параметров NS к выходам спектаторных нейтронов и протонов в ультрацентральных  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновениях сечения  $\sigma(N_n, N_p)$  вычислялись не только с профилем ядерной плотности NFB-8, представляющим тонкую NS, как на рисунке 3.4, но и с профилем NL1, соответствующим толстой NS. Изменения в  $\sigma(N_n, N_p)$ , вызванные заменой NFB-8 на NL1 в расчетах, видны из рисунка 3.5, где абсолютная разница  $\sigma_{NL1} - \sigma_{NFB-8}$



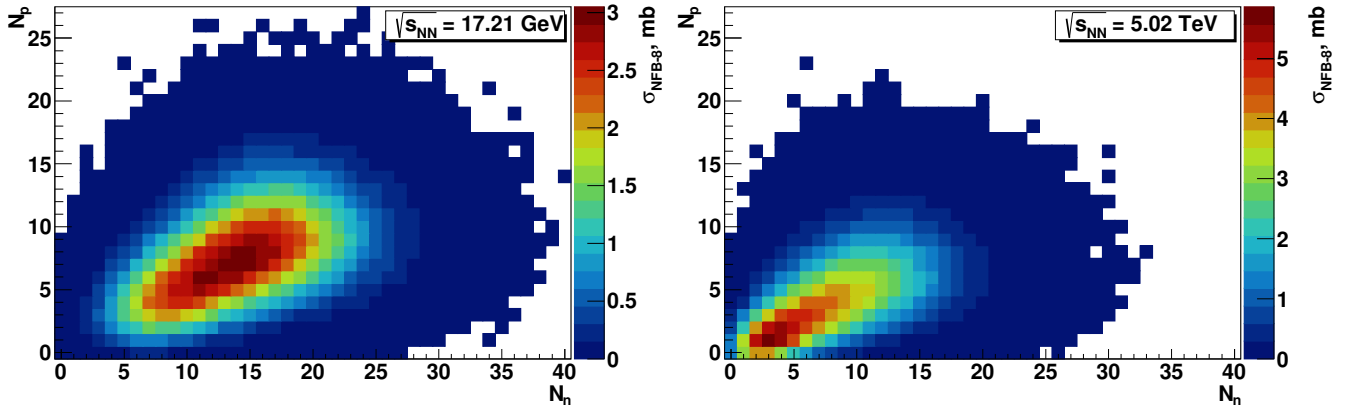


Рисунок 3.4 — Сечения  $\sigma(N_n, N_p)$  образования заданных чисел спектаторных нейтронов  $N_n$  и протонов  $N_p$  в  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновениях для центральности 0–5% при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 17.21$  ГэВ (слева) и  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ (справа), рассчитанные с помощью профиля ядерной плотности NFB-8 в  $^{208}\text{Pb}$ . Рисунок из работы [А6].

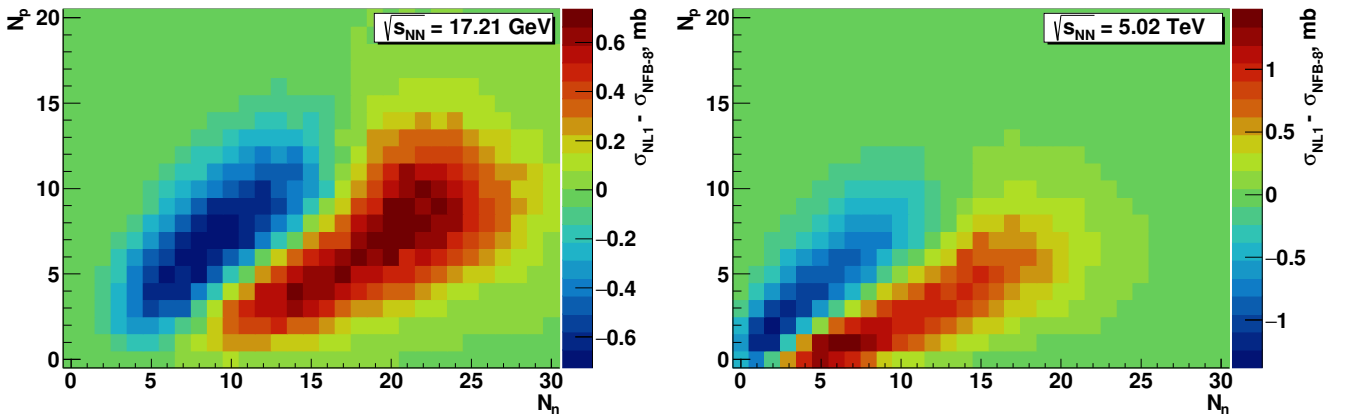


Рисунок 3.5 — Разница между сечениями  $\sigma(N_n, N_p)$  образования заданного числа спектаторных нейтронов  $N_n$  и протонов  $N_p$ , рассчитанными с профилями ядерной плотности NL1 и NFB-8 для  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновений для 0–5% центральности при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 17.21$  ГэВ (слева) и  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ (справа). Рисунок из работы [А6].

между двумя расчетами представлена как функция  $N_n$  и  $N_p$ . Также и в этом случае результаты даны при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 17.21$  ГэВ и 5.02 ТэВ, чтобы оценить зависимость от энергии столкновений.

Как видно из рисунка 3.5, дополнительные нейтроны на поверхности в NL1 приводят к увеличению  $\sigma(N_n, N_p)$  для  $N_n$  от 10 до 27 и  $N_p$  от 2 до 14 в  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновениях на SPS. Качественно, аналогичное увеличение  $\sigma(N_n, N_p)$  наблюдается и для столкновений на LHC, но для меньшего числа спектаторных нуклонов:  $N_n = 4 - 18$  и  $N_p = 0 - 7$ . Больше нейтронов и меньше

протонов получается в целом в расчетах с NL1, представляющим толстую NS ( $\Delta r_{np} = 0.321$  фм), по сравнению с вариантом NFB-8 ( $\Delta r_{np} = 0.115$  фм).

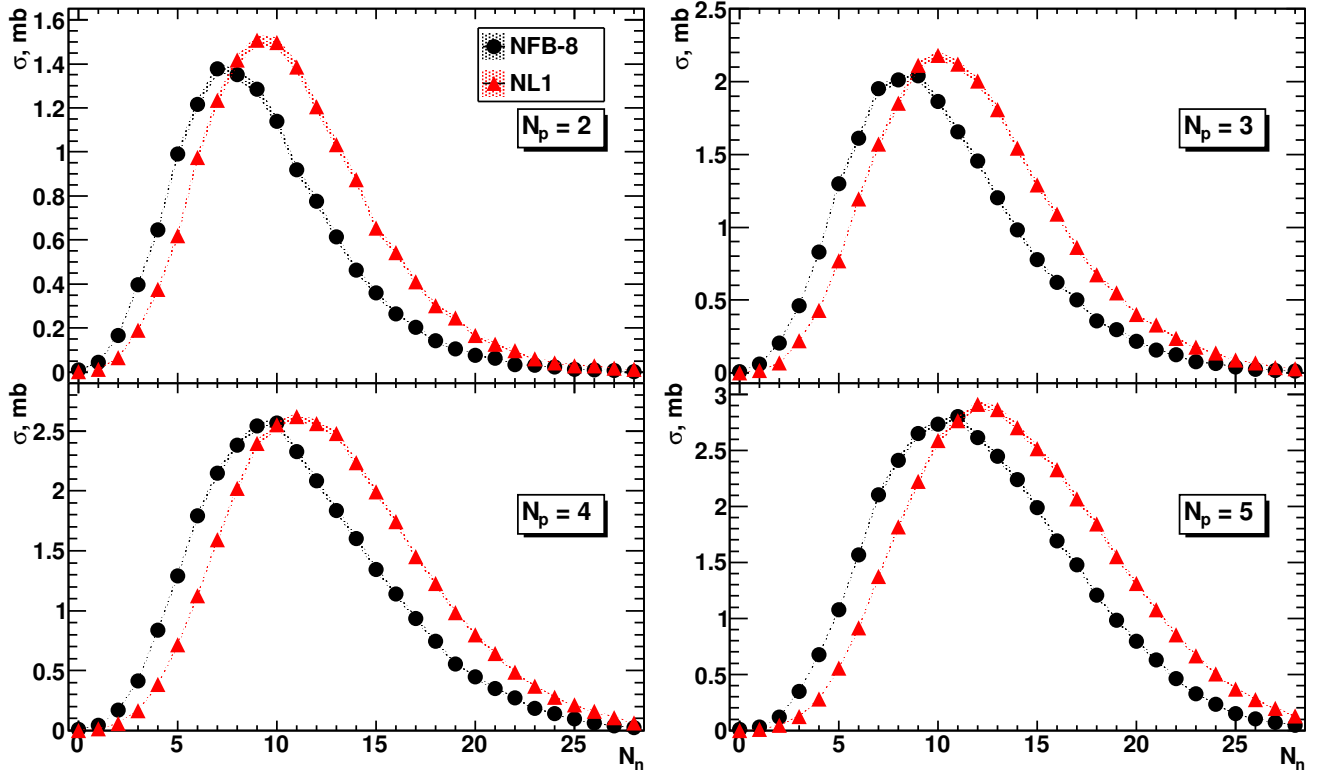


Рисунок 3.6 — Сечения  $\sigma(N_n, N_p)$  образования заданного числа спектаторных нейтронов  $N_n$  в событиях с определенным числом спектаторных протонов  $N_p = 2, 3, 4$  или  $5$  в  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  столкновениях центральности  $0-5\%$  при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 17.21$  ГэВ, рассчитанные с профилями плотности NFB-8 и NL1 в  $^{208}\text{Pb}$ . Рисунок из работы [A6].

Измерение  $\langle N_n \rangle$  и  $\langle N_p \rangle$  в эксперименте является сложной задачей. Действительно, необходимо регистрировать события как с низкой, так и с высокой множественностью спектаторных нуклонов, исходя из широких диапазонов  $N_n$  и  $N_p$ , представленных на рисунке 3.4. При ограниченном аксептансе и эффективности передних детекторов необходимо вводить нетривиальные поправки на спектаторные нуклоны, потерянные в многонуклонных событиях, см. в частности, работу [89]. Согласно таблице 5, в значениях  $\langle N_n \rangle$  небольшая разница  $\sim 15\%$  ожидается между сечениями для тонкой и толстой NS. Такая небольшая разница может оказаться на уровне систематической погрешности измерения сечений многонуклонных событий, связанной с введением поправок на эффективность и аксептанс передних адронных калориметров [89]. Поэтому сечения  $\sigma(N_n, N_p)$  для относительно малых  $N_n$  и  $N_p$  можно рассматривать в качестве наиболее чувствительных индикаторов параметров NS. Для выбора

оптимальных интервалов  $N_n$  и  $N_p$  можно обратиться к рисунку 3.5. Это позволит найти нейтронные и протонные множественности с наиболее значительными изменениями  $\sigma(N_n, N_p)$ , вызванными изменением толщины NS в расчетах. В частности, как видно из рисунка 3.5, нецелесообразно планировать измерения суммы  $\sigma(N_n, N_p)$  в широком диапазоне  $N_n = 1 - 15$ , но разумно измерить  $\sigma(N_n, N_p)$  для конкретных значений  $N_p = 0, 1, 2, \dots, 5$ . Действительно, различия между  $\sigma(N_n, N_p)$ , полученными в вычислениях с профилями NL1 и NFB-8, имеют разные знаки, и поэтому их вклады в эту сумму компенсируют друг друга. Это видно из рисунка 3.6, представляющего  $\sigma(N_n, N_p)$ , рассчитанное для  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  столкновений при центральности 0–5% и при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 17.21$  ГэВ в широком диапазоне  $N_n$ , но для конкретных  $N_p = 2, 3, 4$  или 5. Выбор  $2 \leq N_p \leq 5$  основан на разнице между  $\sigma(N_n, N_p)$ , рассчитанной с помощью NL1 и NFB-8, показанной на рисунке 3.5. Действительно, наибольшая абсолютная разница до 0.6 мб отмечается для  $2 \leq N_p \leq 5$  в ультрацентральных  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  столкновениях при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 17.21$  ГэВ. Как видно из рисунка 3.6, максимум  $\sigma(N_n, N_p)$ , рассчитанного с более толстой NS, соответствующей профилю NL1, смещен в сторону больших  $N_n$  по сравнению с расчетами с NFB-8, но сумма  $\sigma(N_n, N_p)$  в рассматриваемом диапазоне  $N_n$  остается практически одинаковой для расчетов с NL1 и NFB-8. Поэтому в будущих экспериментах можно предложить определять  $\sigma(N_n, N_p)$  для конкретных  $N_n$  и  $N_p$ , а не измерять суммы  $\sigma(N_n, N_p)$  по  $N_n$ .

Результаты для  $\sigma(N_n, N_p)$ , полученные с помощью NL1 и NFB-8 для ультрацентральных  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  столкновений при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ качественно похожи на те, что показаны на рисунке 3.6 для  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 17.21$  ГэВ, поэтому они здесь не представлены. По сравнению с более низкой энергией столкновения,  $\sigma(N_n, N_p)$ , рассчитанные при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ, продемонстрировали большую разницу между результатами, полученными с NL1 и NFB-8 (до 1.6 мб). Однако это максимальное значение достигается при меньших  $N_n$  и  $N_p = 0, 1, 2, 3$  из-за описанного выше обеднения спектаторной материи в  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  столкновениях, вызванного ростом NN-сечения с энергией столкновения.

Степень чувствительности  $\sigma(N_n, N_p)$  к вариациям параметров NS можно продемонстрировать, вычислив относительную разницу между  $\sigma(N_n, N_p)$ , полученными с двумя различными профилями ядерной плотности. Относительное изменение  $(\sigma_{\text{NL1}} - \sigma_{\text{NFB-8}})/\sigma_{\text{NL1}}$ , рассчитанное для профилей NL1 и

NFB-8 как функция  $N_n$ , представлено на рисунке 3.7 для  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновений  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 17.21$  ГэВ и 5.02 ТэВ. Для рассматриваемых двух энергий столкновений конкретные числа спектаторных протонов принимались равными  $N_p = 2, 3, 4, 5$  и  $N_p = 0, 1, 2, 3$ , соответственно, как объяснялось выше.

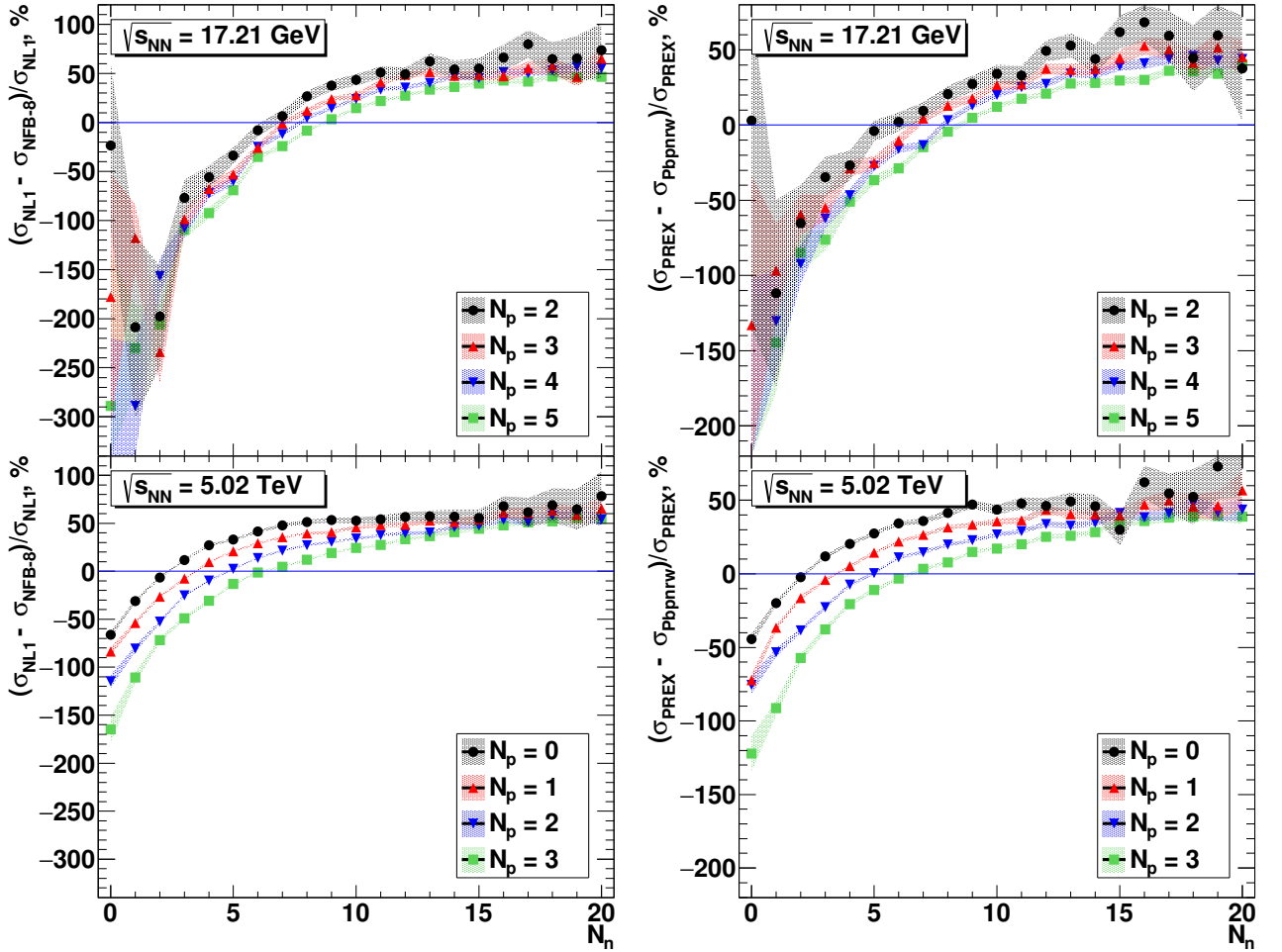


Рисунок 3.7 — Относительная разница между сечениями  $\sigma(N_n, N_p)$  образования заданного числа спектаторных нейтронов  $N_n$ , сопровождаемых определенным числом спектаторных протонов  $N_p$ , рассчитанными с профилями NL1 и NFB-8 (слева) и PREX и Pbrnrgw (справа) в  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновениях для центральности 0–5%. Верхняя панель: при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 17.21$  ГэВ для  $N_p = 2, 3, 4, 5$ . Нижняя панель: при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ для  $N_p = 0, 1, 2, 3$ . Затененные полосы представляют статистические неопределенности расчетов. Рисунок из работы [A6].

Как видно из рисунка 3.7, значение  $(\sigma_{\text{NL1}} - \sigma_{\text{NFB-8}}) / \sigma_{\text{NL1}}$  падает до -250% и -150% для малых  $N_n$ , и достигает 50% и 60% для больших  $N_n$  при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 17.21$  ГэВ и 5.02 ТэВ, соответственно. Это относительное различие больше для

$N_p = 5$  и  $N_p = 3$  по сравнению с  $N_p = 2$  и  $N_p = 0$ , соответственно, для рассматриваемых энергий столкновений. Можно заключить, что хотя  $\sigma(N_n, N_p)$  мала для  $N_n \leq 7$  и  $N_p \leq 5$ , точные измерения этих сечений, чувствительных к присутствию NS в  $^{208}\text{Pb}$  в ультрацентральных  $^{208}\text{Pb}$ - $^{208}\text{Pb}$  столкновениях, могут помочь в проверке предсказаний моделей ядерной структуры [72]. В качестве альтернативы для измерений при обеих энергиях столкновений с той же целью можно предложить большие  $\sigma(N_n, N_p)$  для  $N_n > 10$  и  $N_p \leq 5$ .

### 3.1.5 Расчеты с профилями Pbrnrw и PREX

Расчеты с ААМСС также показывают, что точные измерения  $\sigma(N_n, N_p)$  могут подтвердить или опровергнуть результаты коллабораций Crystal Ball/MAMI/A2 [74] и PREX [75]. Для количественной оценки чувствительности  $\sigma(N_n, N_p)$  к выбору профилей ядерной плотности нами было вычислено отношение  $(\sigma_{\text{PREX}} - \sigma_{\text{Pbrnrw}})/\sigma_{\text{PREX}}$ . Результаты представлены на рисунке 3.7.

На рисунке 3.7, прослеживается аналогия между результатами ААМСС, полученными с NFB-8 и Pbrnrw как профилями с тонкой NS ( $\Delta r_{np} < 0.15$  фм) с одной стороны, и с толстой NS ( $\Delta r_{np} > 0.28$  фм) с профилями NL1 и PREX с другой стороны. Однако, масштаб изменений, вызванных заменой Pbrnrw на PREX и представленным отношением  $(\sigma_{\text{PREX}} - \sigma_{\text{Pbrnrw}})/\sigma_{\text{PREX}}$  оказывается несколько меньше по сравнению с  $(\sigma_{\text{NL1}} - \sigma_{\text{NFB-8}})/\sigma_{\text{NL1}}$ . Изменения составляют -150% и -80% для малых  $N_n$  и достигают 30% и 50% для больших  $N_n$  при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 17.21$  ГэВ и 5.02 ТэВ, соответственно. Такое уменьшение вариаций  $\sigma(N_n, N_p)$  возникает из-за меньшей разницы в  $\Delta r_{np}$  между PREX и Pbrnrw по сравнению с разницей в  $\Delta r_{np}$  между NL1 и NFB-8. Тем не менее, можно заключить, что и в первом случае точные измерения  $\sigma(N_n, N_p)$  для  $N_n \leq 7$  и  $N_p \leq 5$ , чувствительные к присутствию NS в  $^{208}\text{Pb}$  в ультрацентральных  $^{208}\text{Pb}$ - $^{208}\text{Pb}$  столкновениях, могут помочь подтвердить или опровергнуть результаты измерений [74, 75]. С той же целью большие величины  $\sigma(N_n, N_p)$ , предсказываемые ААМСС для  $N_n > 10$  и  $N_p \leq 5$ , могут быть также предложены для измерений при обеих энергиях столкновений.

### 3.1.6 Расчеты с профилями PREX1 и PREX2

Как показано в выше в настоящей главе, изменение толщины  $\Delta r_{np}$  NS в расчетах с ААМСС приводит к значительному изменению  $\sigma(N_n, N_p)$  для заданных  $N_n$  и  $N_p$ . В расчетах с более толстой NS на периферии  $^{208}\text{Pb}$  содержится больше нейтронов. В результате  $\sigma(N_n, N_p)$  в ультрацентральных столкновениях становится больше для большего числа  $N_n$  спектаторных нейтронов в событии.

Интересно понять, может ли предложенный метод оценки  $\Delta r_{np}$  путем измерения  $\sigma(N_n, N_p)$  в ультрацентральных столкновениях ядро-ядро и сравнения результатов с предсказаниями ААМСС также помочь в изучении более тонких свойств ядерной периферии, таких как соотношения между  $R_n$ ,  $R_p$ ,  $a_n$  и  $a_p$ . Для понимания этого была вычислена разница в  $\sigma(N_n, N_p)$ , полученная с профилями PREX2 ( $R_n > R_p$ ,  $a_n > a_p$ ) и PREX1 ( $R_n = R_p$ ,  $a_n > a_p$ ), которая представлена на рисунке 3.8. Оба профиля характеризуются  $\Delta r_{np} = 0.283$  фм. Однако, как описано выше в подразделе 3.1.1, профиль PREX1 представляет случай нейтронного гало (NH) в  $^{208}\text{Pb}$  с достаточно большим параметром диффузности  $a_n$ , чтобы компенсировать равенство  $R_n = R_p$  и по-прежнему обеспечить ту же  $\Delta r_{np} = 0.283$  фм, что и профиль PREX2 с его  $R_n > R_p$ , см. таблицу 3.

Как видно из рисунка 3.8, разница между  $\sigma(N_n, N_p)$ , рассчитанными с помощью профилей PREX2 и PREX1, меньше по сравнению с разницей в сечениях, рассчитанных с помощью профилей NL1 и NFB-8, представленных на рисунке 3.5. Это означает, что необходимы очень точные измерения и расчеты, чтобы понять, согласуются ли теория и эксперимент при  $R_n = R_p$  или скорее при  $R_n > R_p$ . Тем не менее, можно заключить, что наиболее чувствительные к наличию или отсутствию NH сечения  $\sigma(N_n, N_p)$  предсказываются в основном в интервалах  $N_n = 1 - 10$  и  $N_p = 1 - 5$ . Эволюция  $\sigma(N_n, N_p)$  с энергией столкновения, которая объясняется обеднением спектаторной материи в столкновениях на ЛНС, видна также для расчетов с профилями PREX1 и PREX2, см. рисунок 3.8. В то время как заметные различия в  $\sigma(N_n, N_p)$  отмечаются в диапазонах  $3 < N_n < 10$  и  $N_p = 2, 3, 4, 5$  при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 17.21$  ГэВ, при высокой энергии столкновений  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ наибольшие различия отмечаются в пределах  $0 < N_n < 4$  и  $N_p = 0, 1, 2, 3$ .

Наконец, на рисунке 3.9 представлено отношение  $(\sigma_{\text{PREX2}} - \sigma_{\text{PREX1}}) / \sigma_{\text{PREX2}}$  при двух энергиях столкновений. Как видно, это отношение достигает 60% при

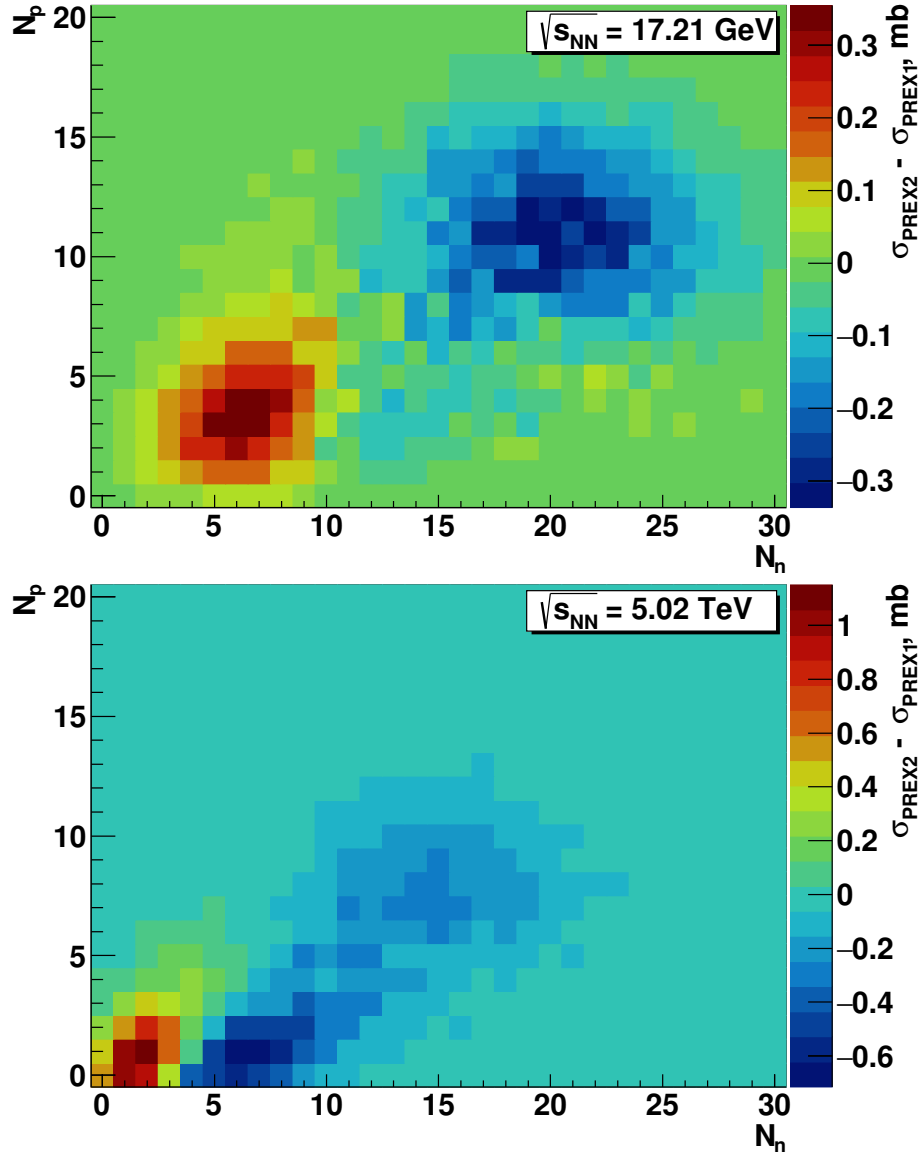


Рисунок 3.8 — Разница между сечениями  $\sigma(N_n, N_p)$  образования заданного числа спектаторных нейтронов  $N_n$  и протонов  $N_p$ , рассчитанными с помощью профилей ядерной плотности PREX2 и PREX1 для  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновений для центральности 0–5% при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 17.21$  ГэВ (вверху) и  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ (внизу). Рисунок из работы [А6].

$\sqrt{s_{\text{NN}}} = 17.21$  ГэВ и 50% при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ. С одной стороны, большие статистические неопределенности вычислений затрудняют однозначные выводы о разнице в сечениях, рассчитанных с помощью профилей PREX2 и PREX1 для  $N_n > 10$  на ЛHC. С другой стороны, по сравнению с событиями с высокой множественностью спектаторных нуклонов, события с  $N_n \leq 3$  и  $N_p \leq 3$  предпочтительнее для детектирования передними адронными калориметрами ZDC эксперимента ALICE, поскольку проще ввести поправки на эффективность ZDC именно для событий с малой множественностью нуклонов [89].

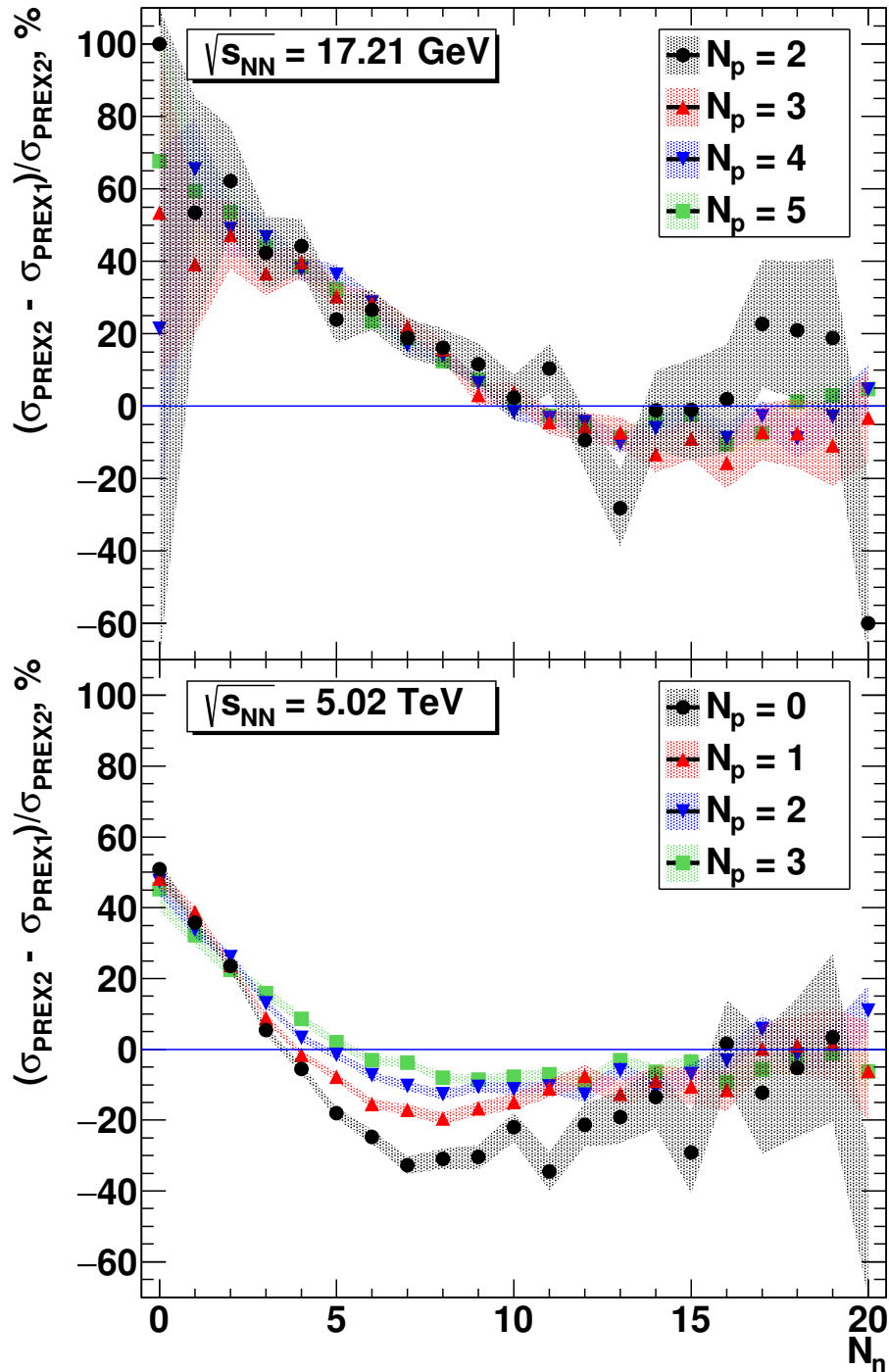


Рисунок 3.9 — То же, что и на рисунке 3.7, но вычисленное с профилями ядерной плотности PREX2 и PREX1. Рисунок из работы [А6].

### 3.1.7 Чувствительность расчётов к другим параметрам

Как показано выше, относительные различия между сечениями  $\sigma(N_n, N_p)$  образования определенного числа спектаторных нуклонов в ультрацентральном  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  столкновении, рассчитанные с помощью ААМСС с различными па-



раметрами NS, достигают 250% для определенных  $N_n$  и  $N_p$ . Это демонстрирует чувствительность рассчитанного  $\sigma(N_n, N_p)$  к параметрам NS в  $^{208}\text{Pb}$ . Однако параметры NS могут быть извлечены из сравнения рассчитанных и измеренных  $\sigma(N_n, N_p)$  только в том случае, если неопределённости  $\sigma(N_n, N_p)$ , связанные с другими параметрами модели ААМСС, существенно меньше.

Систематические ошибки числа партисипантов  $N_{part}$  и их бинарных столкновений  $N_{coll}$ , рассчитанные с помощью модели Glauber MC, были оценены на уровне ниже 5%, подробности см. в работе [7]. Были также тщательно оценены общие неопределенности  $N_{coll}$  и  $N_{part}$ , обусловленные выбором минимального межнуклонного расстояния, алгоритмом размещения нуклонных центров в ядрах (recentering) и величины  $\sigma_{inel}^{NN}$ . Поэтому в настоящей диссертации исследуется только чувствительность  $\sigma(N_n, N_p)$  к основным параметрам ААМСС и предположениям, оказывающим непосредственное влияние на образование спектаторных нуклонов в ультрацентральных столкновениях.

Результаты, представленные выше в подразделах 3.1.4, 3.1.5 и 3.1.6, были получены в ходе моделирования нуклон-нуклонных столкновений в модели жесткой сферы для нуклонов, см. выражение (1.2). В модели Glauber MC столкновения нуклон-нуклон могут также моделироваться с учетом флуктуаций формы нуклона или партонных степеней свободы [36], см. выражение (1.3). В частности, в работе [7] для использования в последнем выражении было предложено значение  $w = 0.4$ , приводящее к колоколообразной форме распределения вероятности столкновений и, как следствие, флуктуациям формфактора (формы) нуклона. Поэтому необходимо оценить чувствительность  $\sigma(N_n, N_p)$  к замене варианта жесткой сферы ( $w = 0$ ) на вариант с учётом флуктуирующей формы ( $w = 0.4$ ) для NN столкновений. Для этого  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновения центральности 0–5% при  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  ТэВ моделировались с профилем ядерной плотности PREX с использованием обоих вариантов.

Относительная разница между сечениями, полученными при  $w = 0$  и  $w = 0.4$ , представлена на рисунке 3.10. Как видно, переход от  $w = 0$  к  $w = 0.4$  в уравнении (1.3) приводит к заметному увеличению  $\sigma(N_n, N_p)$  для  $N_n = 0, 1$  и  $N_p = 0, 1$  до 80%, и это сравнимо с разницей между соответствующими сечениями, рассчитанными с помощью профилей ядерной плотности PREX и Pbprgw, представленных на рисунке 3.7. Тем не менее, гораздо меньшие относительные изменения в  $\sim 10\%$  наблюдаются для  $\sigma(N_n, N_p)$  для  $N_p = 2, 3$  и промежу-

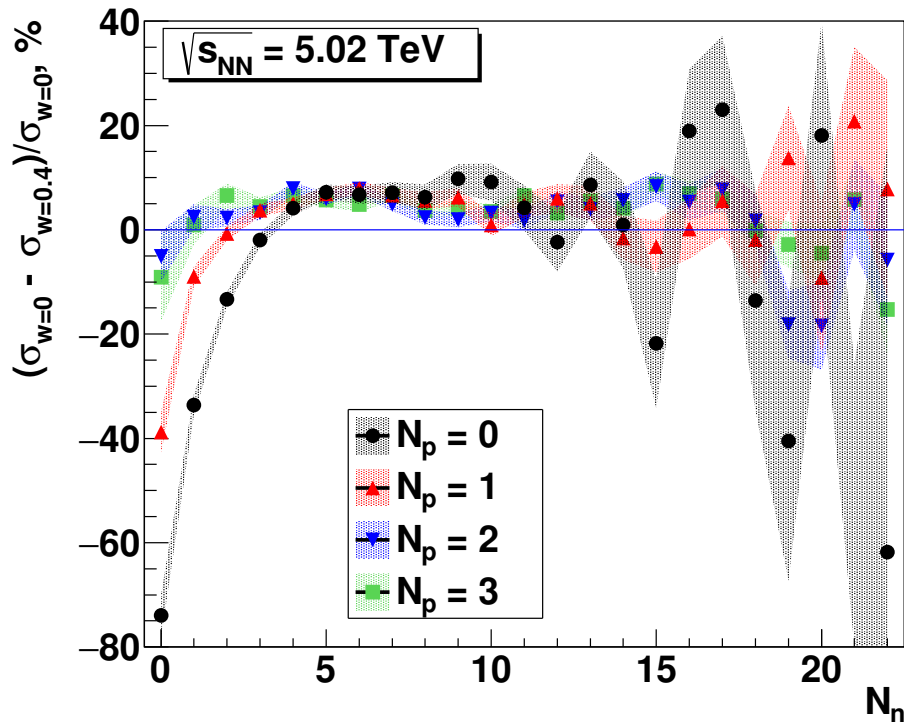


Рисунок 3.10 — Относительная разница между сечениями  $\sigma(N_n, N_p)$  образования заданного числа спектаторных нейтронов  $N_n$  и протонов  $N_p$ , рассчитанными с  $w = 0$  и  $w = 0.4$  для  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновений центральности 0–5% при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ. Использовался профиль ядерной плотности PREX. Рисунок из работы [A6]

точных множественностей нейтронов  $2 < N_n < 15$ . Такие изменения меньше, чем относительная разница ( $\pm 50\%$ ) между сечениями, полученными с помощью профилей ядерной плотности PREX и Pwrgw для тех же множественностей спектаторных нейтронов и протонов, см. рисунок 3.7. Несмотря на изменения в моделировании нуклон-нуклонных столкновений, вызванные заменой  $w = 0$  на  $w = 0.4$ , абсолютные значения  $\sigma(N_n, N_p)$ , рассчитанные для  $N_p = 0, 1, 2, 3$  и  $7 < N_n < 15$  с профилями PREX и Pwrgw в ультрацентральных столкновениях, остаются различимыми, как показано на рисунке 3.11. Вывод о том, что детали модели NN взаимодействия играют незначительную роль в центральных столкновениях, согласуется с результатами, представленными в работе [90].

В работе [91] моделировалось образование спектаторных нуклонов в столкновениях ультрарелятивистских ядер с учетом короткодействующих нуклон-нуклонных (NN) корреляций (SRC) в ядрах. Авторы работ [91, 92] выложили в открытый доступ наборы конфигураций нуклонов в нескольких ядрах, включая  $^{208}\text{Pb}$ , полученные с учетом нуклон-нуклонных корреляций. В ААМСС эти

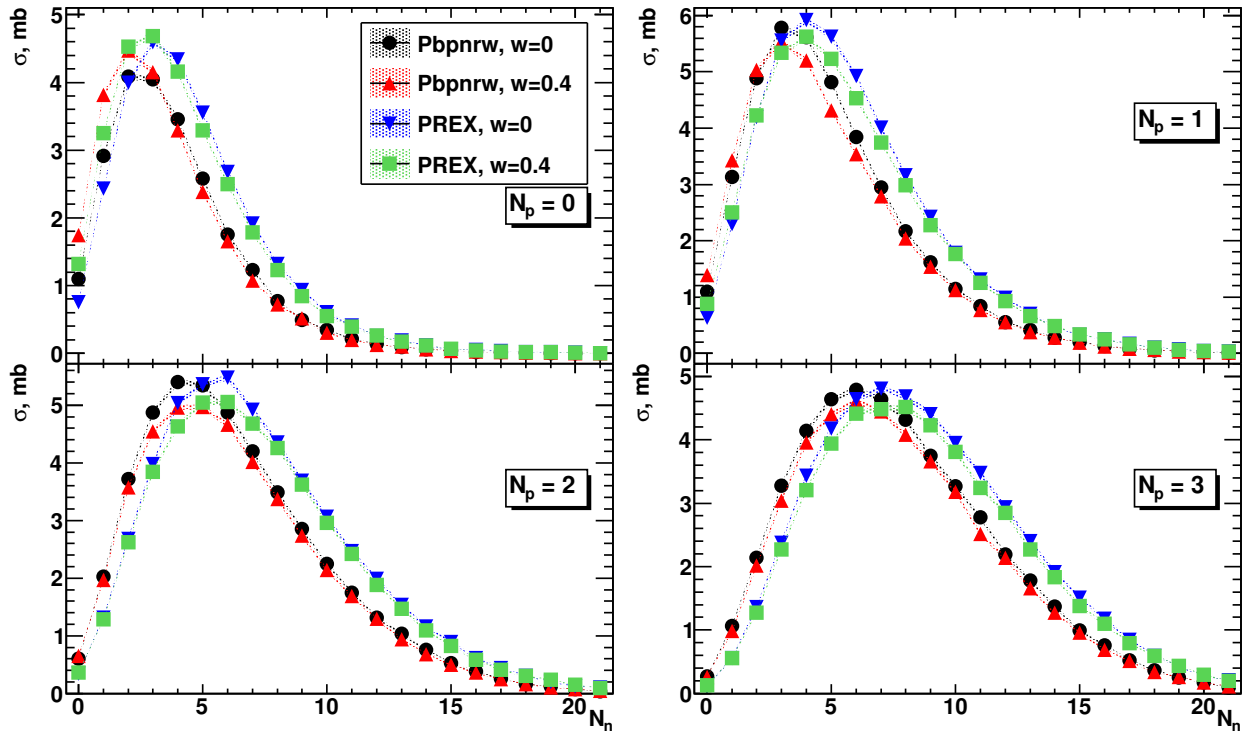


Рисунок 3.11 — Сечения  $\sigma(N_n, N_p)$  образования заданного числа спектаторных нейтронов  $N_n$  в событиях с определенным числом спектаторных протонов  $N_p = 0, 1, 2$  или  $3$  в ультрацентральных  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновениях для 0–5% центральности при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ, рассчитанные с помощью профилей плотности Pbprnw и PREX в  $^{208}\text{Pb}$  с номинальной жесткой сферой  $w = 0$  и флуктуирующей  $w = 0.4$  опциями при расчете вероятности NN-столкновений.

Рисунок из работы [A6].

конфигурации были введены в качестве начальных положений нуклонов в сталкивающихся ядрах для моделирования столкновений  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  с центральностью 0–5% при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ и использовались в отдельных сериях расчётов с помощью ААМСС. Благодаря этому результаты расчетов с учетом NN корреляций можно сравнить с результатами, полученными без них. В имеющихся конфигурациях нуклонов [91, 92] эффектами NS, по-видимому, пренебрегали. Для согласованности, в соответствующих расчетах ААМСС без учета корреляции значения радиусов половинной плотности и параметров диффузности были установлены одинаковыми для нейтронов и протонов:  $R_n = R_p = 6.624$  фм и  $a_n = a_p = 0.549$  фм. Это дает  $\Delta r_{np} = 0$  в этой отдельной серии вычислений с NN корреляциями и без них. В последнем случае, также пренебрегая NS, нуклоны в начальных ядрах размещались в соответствии со стандартной процедурой, принятой в модели Glauber MC [7].

Таблица 6 — Средние числа спектаторных нейтронов  $\langle N_n \rangle$ , протонов  $\langle N_p \rangle$  и дейтронов  $\langle N_d \rangle$  в ультрацентральных ( $b = 2$  фм)  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновениях при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 17.21$  ГэВ, рассчитанные с помощью ААМСС с функцией профиля нуклона в виде жесткой сферы  $w = 0$  и с учётом флуктуаций формы нуклона  $w = 0.4$ , а также без учета и с учетом нуклон-нуклонных корреляций. Во всех расчетах не учитывался поверхностный нейтронный слой,  $\Delta r_{np} = 0$ . Данные эксперимента NA49 [50] приведены для сравнения. Таблица из работы [А6].

	$\langle N_n \rangle$	$\langle N_p \rangle$	$\langle N_d \rangle$
Жесткая сфера, без учёта корреляций	12.13	7.48	0.82
Жесткая сфера, с учётом корреляций	11.87	7.41	0.67
Флуктуации формы, без учёта корреляций	12.99	8.03	0.91
Флуктуации формы, с учётом корреляций	12.72	7.91	0.75
NA49 [50]	$9.0 \pm 1.8$	$7.0 \pm 1.4$	0.5

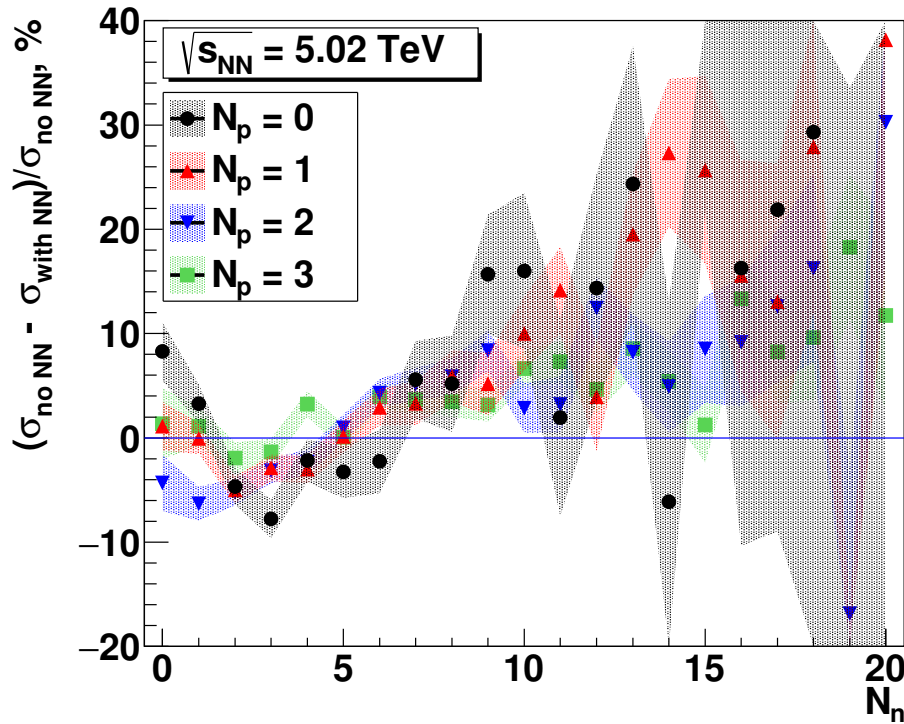


Рисунок 3.12 — Относительная разница между сечениями  $\sigma(N_n, N_p)$  образования заданного числа спектаторных нейтронов  $N_n$  и протонов  $N_p$ , рассчитанными без учета и с учетом нуклон-нуклонных корреляций для  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновений центральности 0–5% при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ. Во всех расчетах предполагалось отсутствие NS,  $\Delta r_{np} = 0$ . Рисунок из работы [А6].

На основе результатов, представленных в таблице 6 и на рисунке 3.12 можно оценить влияние учета NN корреляций в ядрах на выход спектаторных

нейтронов, протонов и дейтронов для ультрацентральных  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновений при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 17.2$  ГэВ, а также при 5.02 ТэВ. Как видно из таблицы 6, средние числа спектаторных нейтронов  $\langle N_n \rangle$  и протонов  $\langle N_p \rangle$  изменяются менее чем на 1–2%, когда эти числа вычисляются с учетом NN корреляций. Аналогичные небольшие изменения также получены в расчетах с учетом флуктуирующей формы нуклонов, с  $w = 0.4$  в уравнении (1.3). Изменения в среднем числе спектаторных дейтронов  $\langle N_d \rangle$ , которых образуется значительно меньше чем свободных спектаторных нейтронов и протонов, оказываются больше, до 18%. В целом, за исключением образования дейтронов, согласие с данными NA49 [50] не улучшается при введении NN корреляций.

Относительная разница между  $\sigma(N_n, N_p)$ , рассчитанными без учета и с учетом нуклон-нуклонных корреляций для  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновений 0–5% центральности при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ, представлена на рисунке 3.12. Как видно из этого рисунка, изменения  $\sigma(N_n, N_p)$ , полученные благодаря учету нуклон-нуклонных корреляций, находятся в пределах  $\pm 10\%$  для всех рассматриваемых  $N_p$  и для  $N_n < 10$ . Хотя в этих расчетах присутствием NS в  $^{208}\text{Pb}$  пренебрегали, подобную чувствительность  $\sigma(N_n, N_p)$  к NN корреляциям на уровне 10% можно ожидать и в расчетах с более реалистичными профилями ядерной плотности, учитывающими NS, которые представлены в таблице 3.

В ААМСС выходы спектаторных нейтронов и протонов зависят также от критического расстояния  $d$ , используемого в алгоритме MST-кластеризации, представленном в главе 1. Параметр  $d_0 = 2.7$  фм используется в уравнении (1.10) для расчета  $d$ , и он обычно больше, чем среднее межнуклонное расстояние ( $\sim 2$  фм) в ядрах в основном состоянии. Хотя данные NA49 [50] в целом описываются расчетами с  $d_0 = 2.7$  фм, см. таблицу 4, меньшее значение  $d_0 = 2.4$  фм также может быть рассмотрено для оценки чувствительности  $\sigma(N_n, N_p)$  к  $d_0$ .

В таблице 7 представлены средние числа спектаторных нейтронов  $\langle N_n \rangle$  и протонов  $\langle N_p \rangle$ , рассчитанные для  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновений центральности 0–5% при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ. В этой таблице результаты разделены на две группы, представляющие, соответственно, расчеты с профилями ядерной плотности Pbrngw и PREX. Некоторые вариации  $\langle N_n \rangle$  до 5% наблюдаются для каждого профиля ядерной плотности в зависимости от  $w$  и  $d_0$ , используемых в расчетах. Однако разница в  $\langle N_n \rangle$ , и частично в  $\langle N_p \rangle$ , полученная с помощью Pbrngw

и PREX, сохраняется. Это означает, что в ультрацентральных столкновениях  $\langle N_n \rangle$  и  $\langle N_p \rangle$  определяются в основном специфическим профилем ядерной плотности, используемым в моделировании с ААМСС, а не другими расчетными параметрами.

Таблица 7 — Средние числа спектаторных нейтронов  $\langle N_n \rangle$  и протонов  $\langle N_p \rangle$  в  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновениях центральности 0–5% при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ, рассчитанные с помощью ААМСС для профилей ядерной плотности Pbrngw и PREX с различными параметрами при моделировании NN столкновений (жесткая сфера,  $w = 0$ , и с учётом флуктуаций формы нуклона,  $w = 0.4$ ) и при изменении критического расстояния в MST-кластеризации ( $d_0 = 2.7$  фм и  $d_0 = 2.4$  фм). Таблица из работы [A6].

	$\langle N_n \rangle$	$\langle N_p \rangle$
Pbrngw, жесткая сфера, $d_0 = 2.7$ фм	8.96	4.59
Pbrngw, флуктуации формы, $d_0 = 2.7$ фм	9.34	4.8
Pbrngw, жесткая сфера, $d_0 = 2.4$ фм	9.39	4.98
PREX, жесткая сфера, $d_0 = 2.7$ фм	9.7	4.34
PREX, флуктуации формы, $d_0 = 2.7$ фм	10.19	4.61
PREX, жесткая сфера, $d_0 = 2.4$ фм	10.11	4.71

На рисунке 3.13 представлена относительная разница между  $\sigma(N_n, N_p)$ , вычисленная для  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновений центральности 0–5% при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ с номинальным  $d_0 = 2.7$  фм и уменьшенным  $d_0 = 2.4$  фм. В моделировании использовался профиль плотности PREX для ядра  $^{208}\text{Pb}$ . Как видно из рисунка 3.13, изменение  $\sigma(N_n, N_p)$  для  $N_n < 10$  и  $N_p < 4$  составляет менее 10%. Это означает, что сечения, рассчитанные для указанных множественностей спектаторных нуклонов, относительно стабильны по отношению к вариациям  $d_0$ .

Чтобы доказать, что неопределенности результатов ААМСС, связанные с выбором  $d_0$ , позволяют различать сечения  $\sigma(N_n, N_p)$ , полученные с различными параметрами NS, были также проведены расчеты с профилем Pbrngw с  $d_0 = 2.7$  фм и  $d_0 = 2.4$  фм. Результаты, представленные на рисунке 3.14, показывают, что значения  $\sigma(N_n, N_p)$  остаются достаточно разными для  $N_p = 0$  и  $N_p = 1$  для всех  $N_n$ , несмотря на изменения  $d_0$ . Сечения с  $N_p = 2$  и  $N_p = 3$  остаются различимыми для  $N_n < 5$ . Поэтому сечения, измеренные для вышеупомянутых  $N_n$  и  $N_p$ , можно с уверенностью использовать для оценки параметров NS путем сравнения измеренных сечений с расчетными.

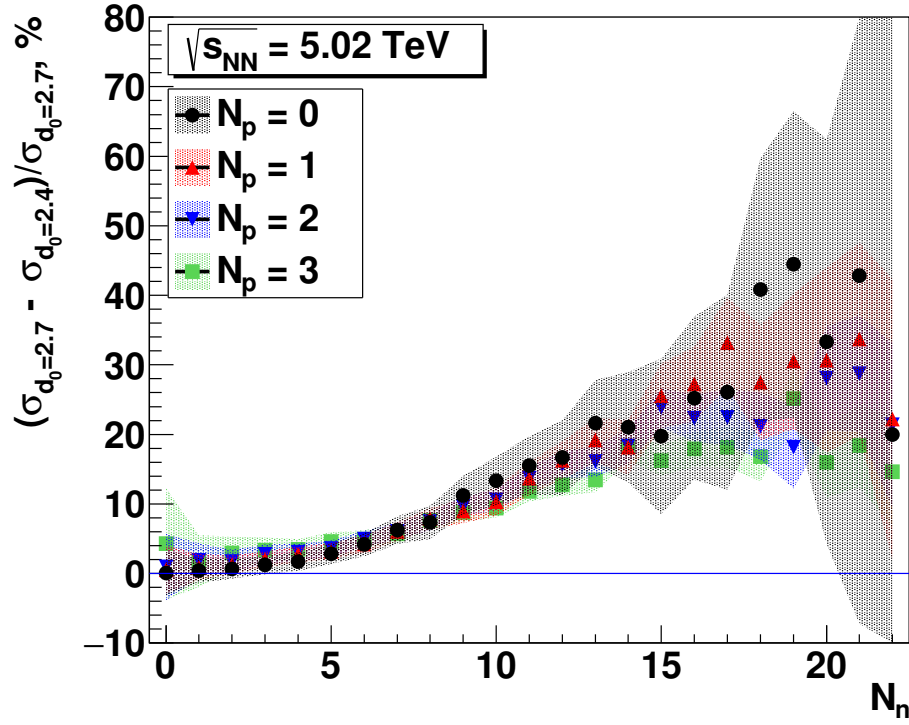


Рисунок 3.13 — Относительная разница между сечениями  $\sigma(N_n, N_p)$  образования заданных чисел спектаторных нейтронов  $N_n$  и протонов  $N_p$ , рассчитанными с  $d_0 = 2.7$  фм и  $d_0 = 2.4$  фм для  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновений центральности 0–5% при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ. Использовался профиль плотности PREX. Рисунок из работы [A6].

Подводя итог исследованиям чувствительности сечений  $\sigma(N_n, N_p)$  к рассмотренным в настоящем подразделе параметрам расчетов, можно заключить, что  $\sigma(N_n, N_p)$  для  $N_p = 0, 1$  достаточно стабильны ( $\pm 10\%$ ) для промежуточных множественностей нейтронов  $2 < N_n < 10$  в отношении изменений этих параметров. Сечения  $\sigma(N_n, N_p)$  для  $N_p = 2, 3$  также могут быть предложены для оценки параметров NS, но уже для  $N_n < 5$ . Их вариации также достаточно малы ( $\sim 10\%$ ) по сравнению с различием в  $\sigma(N_n, N_p)$  на уровне  $\sim 50$ – $250\%$ , которое возникает в расчетах с различными параметрами NS.

### 3.2 Свойства спектаторной материи в столкновениях релятивистских ядер $^{238}\text{U}$

Несмотря на разнообразие методов измерения квадрупольной деформации атомных ядер [93], далеко не для всех известных ядер установлены параметры их формы в основном состоянии. В частности, параметры квадрупольной деформации определяются на основе измерений значений приведенной вероят-

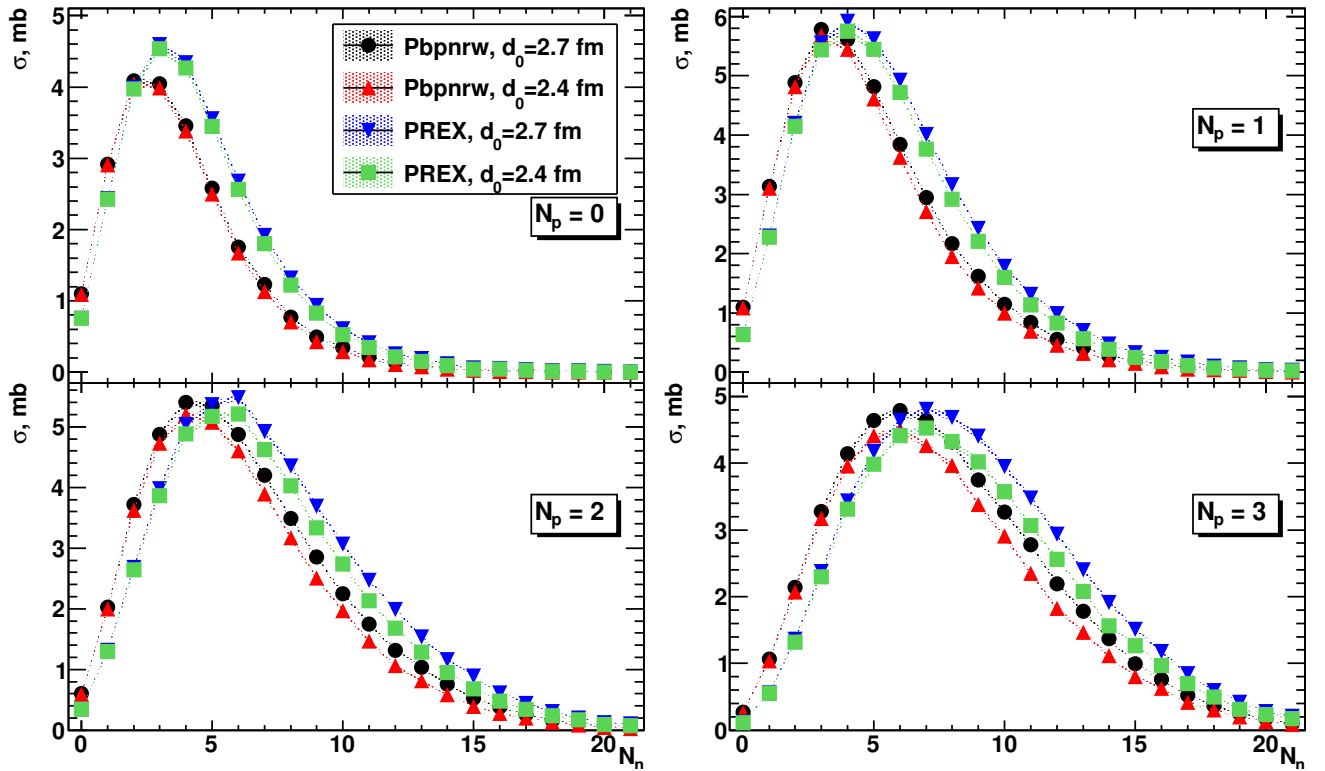


Рисунок 3.14 — Сечения  $\sigma(N_n, N_p)$  образования заданного числа спектаторных нейтронов  $N_n$  в событиях с определенным числом спектаторных протонов,  $N_p = 0, 1, 2$  или  $3$ , в  $^{208}\text{Pb}$ - $^{208}\text{Pb}$  столкновениях 0–5% центральности при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.02$  ТэВ, рассчитанные с помощью Pbprnw и PREX профилей плотности в  $^{208}\text{Pb}$  с номинальным  $d_0 = 2.7$  фм и уменьшенным  $d_0 = 2.4$  фм.

Рисунок из работы [A6].

ности перехода  $B(E2)$  из основного  $0^+$  в первое возбуждённое состояние  $2^+$  [94]. Теоретические модели, опирающиеся на нахождение равновесной формы ядра из условий минимизации суммы одночастичных энергий [95] или связывающие наблюдаемые параметры гигантского дипольного резонанса как коллективного возбуждения ядра со степенью его деформации [96], также дают ценную информацию о форме ядер. За исключением небольшого числа ядер сферической формы с полностью заполненными ядерными оболочками [97], называемых магическими или дважды магическими, остальные ядра с изученной формой характеризуются ненулевыми параметрами квадрупольной деформации  $\beta_2$  [98]. Среди таких деформированных ядер больше всего тех, чья форма в основном состоянии представляется в виде вытянутых эллипсоидов  $\beta_2 > 0$ , при меньшем количестве сплюснутых ядер с  $\beta_2 < 0$  [99].

В столкновениях релятивистских ядер, где изучается кварк-глюонная плазма, их начальная энергия во многие тысячи раз превосходит энергию связи



нуклонов в ядрах. Поэтому на первый взгляд в таких адронных взаимодействиях ядер не стоит ожидать заметного влияния низколежащих одночастичных или коллективных возбуждений в сталкивающихся ядрах на характеристики рождающихся вторичных частиц высоких энергий. Однако в целом ряде работ [100–105] было показано, что на азимутальные вариации коллективных потоков частиц, ортогональных оси столкновения, влияет геометрия области перекрытия ядер, которая зависит от их начальной взаимной ориентации. Также было изучено [102, 106] влияние начальной ориентации ядер на множественности спектаторных нейтронов, которые в момент столкновения не попали в область перекрытия ядер и поэтому продолжили двигаться вперёд по направлению пучка. Такие нейтроны регистрировались с помощью передних адронных калориметров [102].

В дополнение к обширной программе исследований величины эллиптического потока  $v_2$  в столкновениях сферических ядер  $^{208}\text{Pb}$  в эксперименте ALICE на LHC потоки исследовались и в столкновениях деформированных ядер  $^{129}\text{Xe}$  [107]. Столкновения ядер  $^{197}\text{Au}$  и  $^{238}\text{U}$  изучались в эксперименте STAR на RHIC [102], где было показано что выходы частиц и их азимутальная анизотропия зависят от начальной геометрии столкновения, поскольку начальное распределение температуры и плотности в столкновении также зависит от относительной пространственной ориентации сталкивающихся ядер.

Особый интерес представляет изучение столкновений вытянутых ядер  $^{238}\text{U}$ , которые имеют наибольшую среди самых тяжелых природных изотопов деформацию  $\beta_2 \approx 0.28$  [98] в виде вытянутого эллипсоида, соотношение размеров которого вдоль большей и малой осей достигает 1.29. Более деформированными среди тяжелых ядер считаются только искусственно создаваемые изотопы трансурановых элементов, с рекордным для тяжелых ядер значением  $\beta_2 \approx 0.3$  у  $^{250}\text{Cf}$ . Среди менее тяжелых ядер величины  $\beta_2 > 0.3$  характерны лишь для избранных изотопов иттербия и лютеция [98], но, подобно трансурановым элементам, они малодоступны и радиоактивны, что затрудняет их использование для ускорения в коллайдерах. Все это подтверждает обоснованность выбора  $^{238}\text{U}$  для изучения влияния деформации ядер на характеристики вторичных частиц в столкновениях тяжелых релятивистских ядер.

В работе [108] было показано, что вытянутая форма ядра урана создает антикорреляцию между асимметрией спектаторных нуклонов и формой обла-

сти перекрытия, что дает возможность оценить эту форму в U–U столкновениях. Это позволяет, в частности, решать сложную задачу отделения фонового вклада, обусловленного коллективными потоками, от сигналов кирального магнитного эффекта [109]. Однако для изучения этого и других эффектов необходима возможность отбора событий с определённой ориентацией сталкивающихся ядер из общего их количества, поскольку пока столкновения пучков поляризованных ядер в коллайдерах недоступны. В работах [100, 102, 106, 108] было показано, что в выделении событий может помочь зрительная материя, которая по определению включает в себя нуклоны, не взаимодействующие с нуклонами ядра-партнера по столкновению. Она представлена как свободными нейтронами и протонами, так и ядерными фрагментами. В экспериментах на коллайдерах RHIC и LHC нейтроны регистрируются с помощью передних адронных калориметров.

Столкновения релятивистских ядер могут также быть интересны с точки зрения изучения распределений ядерной плотности в ядрах и их деформации в основном состоянии. Параметры  $\beta_2$  и  $\beta_4$  не могут быть напрямую измерены в экспериментах при низких энергиях [93, 94], и форма ядер оценивается по косвенным признакам. Напротив, в ядро-ядерных столкновениях геометрия формы и ориентации ядер напрямую влияет на результат столкновений. В работе [105] было предложено использовать столкновения релятивистских деформированных ядер  $^{238}\text{U}$  для определения параметра их квадрупольной деформации  $\beta_2$ , измеряя поперечные импульсы и эллиптические потоки вторичных частиц. Однако перечисленные характеристики демонстрировали более слабую зависимость от  $\beta_2$  по сравнению со зрительными нуклонами.

Известно [A1], что значительная часть зрительной материи представлена ядерными фрагментами, однако в упомянутых выше работах не учитывалось их образование наряду со свободными нуклонами-зрителями. Учет ядерных фрагментов-зрителей влияет на  $n/p$ -отношение для свободных нуклонов, что меняет предсказываемое количество зрительных нейтронов, попадающих в передние нейтронные калориметры. Поэтому в настоящей диссертации с помощью разработанной нами модели ААМСС исследуются выходы зрительных нейтронов с учетом образования фрагментов-зрителей в  $^{238}\text{U}$ – $^{238}\text{U}$  столкновениях, чувствительные к взаимной ориентации и к степени деформации стал-

квивающихся ядер. В сравнении с работами [100, 102, 106, 108] рассматривается более широкий набор начальных взаимных ориентаций ядер.

### 3.2.1 Зависимость состава спектаторной материи от взаимной ориентации сталкивающихся ядер

В настоящем и следующем за ним подразделах диссертации исследуются центральные  $^{238}\text{U}$ - $^{238}\text{U}$  столкновения при типичной для RHIC энергии  $\sqrt{s_{NN}} = 193$  ГэВ. Выбор центральных событий (с малыми значениями прицельного параметра  $b$ ) как предмета исследований связан с разнообразием начальных взаимных ориентаций ядер, см. рисунок 3.15, оказывающим заметное влияние на количество спектаторных нуклонов. К событиям типа tip-body относятся столкновения, в которых большая ось одного из ядер направлена вдоль оси пучка, а большая ось второго ядра – перпендикулярно пучку. События типа tip-tip определяются как столкновения, в которых большие оси обоих ядер параллельны пучкам. Наконец, к событиям типа body-body и side-side относятся столкновения, в которых большие оси обоих ядер перпендикулярны оси пучка, но параллельны друг другу в случае body-body, и перпендикулярны друг другу в случае side-side. При одинаково малых значениях прицельного параметра в событиях tip-tip и body-body ядра почти полностью перекрывают друг друга, поэтому можно ожидать уменьшение количества нейтронов-спектаторов. Напротив, события tip-body и side-side с теми же  $b$  будут давать больше спектаторных нейтронов.

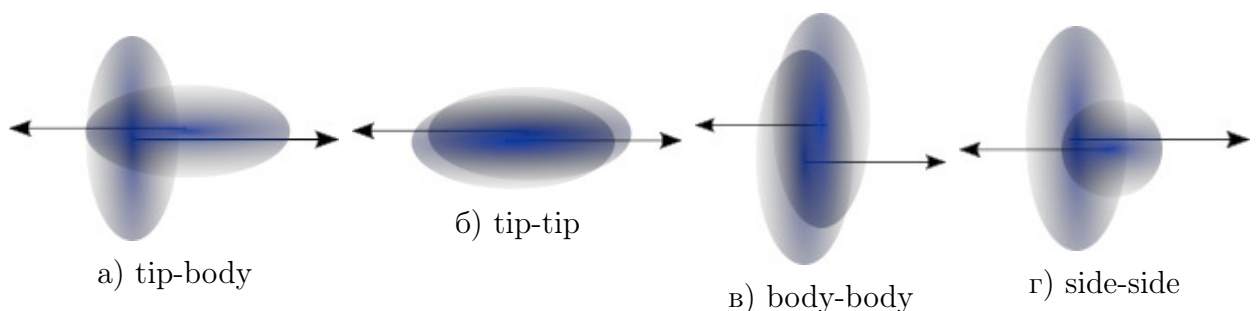


Рисунок 3.15 — Схематическое изображение столкновений ядер  $^{238}\text{U}$  с различной начальной взаимной ориентацией. Ось столкновений  $Z$  - в плоскости рисунка. Рисунок из работы [A9].

В настоящей диссертации рассматриваются центральные столкновения при  $b < 1$  фм, поскольку в более широком диапазоне  $b$  эффекты деформации

сталкивающихся ядер становятся менее заметными. Отбор событий с  $b < 1$  фм возможен в эксперименте [102], в то время как более строгие ограничения на  $b$  дают существенно меньше событий, что увеличивает статистическую погрешность результатов вычислений.

В ходе моделирования  $^{238}\text{U} - ^{238}\text{U}$  столкновений с помощью ААМСС ориентация сталкивающихся ядер в каждом событии выбирается случайным образом, поскольку ядра не поляризованы. Большая ось деформированного ядра ориентируется в пространстве с помощью направляющих углов в сферической системе координат:  $\theta$  (зенитный угол) и  $\phi$  (азимутальный угол). Поэтому необходимо выбрать события определенных типов из всех событий. Столкновение двух ядер относится к одному из четырех описанных типов столкновений в том случае, если  $\theta$  и  $\phi$  обоих ядер отличаются от требуемых для такого типа столкновения значений на погрешности  $\Delta\theta = 15^\circ$  и  $\Delta\phi = 15^\circ$ . Другими словами, ядро может колебаться в окрестности положения, которое соответствует точной ориентации для определенного типа столкновений (tip-tip, body-body и др.) в пределах  $\Delta\theta$  и  $\Delta\phi$  по углам  $\theta$  и  $\phi$ , соответственно. Как было обнаружено в ходе подбора оптимального значения  $\Delta\theta = 15^\circ$ , его увеличение размывает границы между определенными типами столкновений, в то время как его уменьшение существенно снижает объем полезных событий даже при большом общем количестве разыгранных столкновений.

На рисунке 3.16 представлены распределения вероятности событий с определенным числом спектаторных нейтронов  $N_n$  и определенным значением асимметрии нейтронов вперед-назад  $\alpha_n$  для различных начальных ориентаций сталкивающихся ядер. Асимметрия  $\alpha_n$  вычисляется по формуле:

$$\alpha_n = \frac{N_n^A - N_n^B}{N_n^A + N_n^B}, \quad (3.6)$$

где  $N_n^A$  – число спектаторных нейтронов со стороны одного из сталкивающихся ядер, а  $N_n^B$  – со стороны другого.

Распределения вероятности событий с определенным числом нейтронов демонстрируют, что наибольшее значение  $N_n$  характерно для ядра в положении body в tip-body событиях, а также для side-side событий, при этом распределения для этих ориентаций очень близки друг к другу, что мешает их разделению по этому признаку. Напротив, ядро в положении tip в tip-body со-

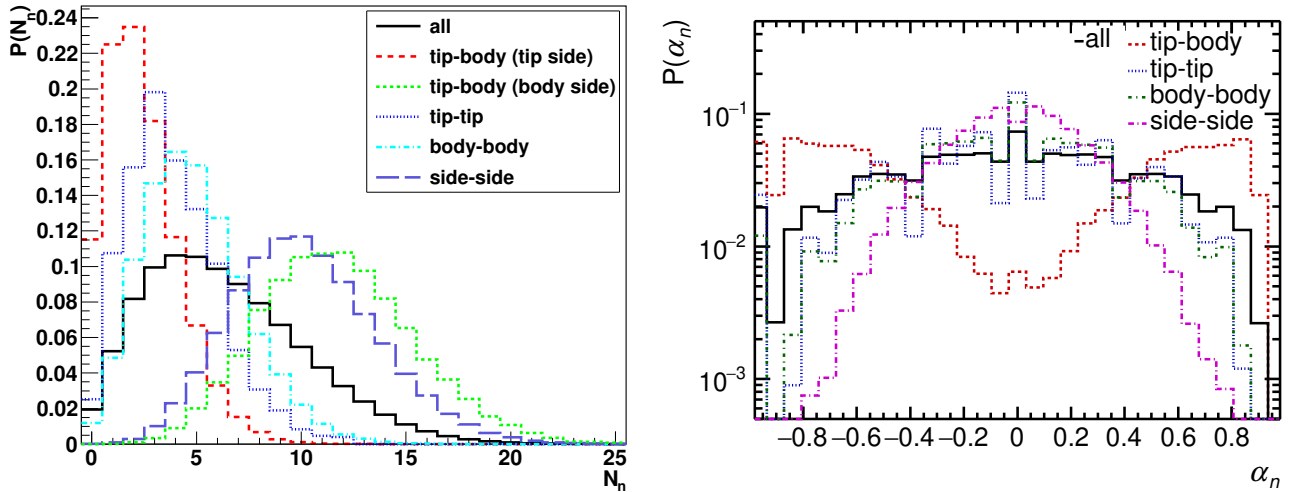


Рисунок 3.16 — Вычисленные с помощью ААМСС распределения вероятности событий с определенным количеством спектаторных нейтронов  $N_n$  (слева) и нейтронной асимметрией  $\alpha_n$  (справа) для различных начальных ориентаций сталкивающихся ядер  $^{238}\text{U}$  при  $\sqrt{s_{NN}} = 193$  ГэВ,  $b < 1$  фм и  $\Delta\theta = 15^\circ$ .

Рисунок из работы [A9].

бытиях в среднем обеспечивает наименьшее число спектаторных нейтронов. В tip-tip и body-body событиях также наблюдается пониженная множественность спектаторных нейтронов, и эти два типа событий трудно разделить.

Для разделения событий с различной начальной ориентацией целесообразно дополнительно рассматривать представленные на рисунке 3.16 распределения вероятности для асимметрии  $\alpha_n$ . Это позволяет разделить tip-body и side-side столкновения: для tip-body событий характерна высокая асимметрия нейтронов вперед-назад, в то время как для side-side событий, напротив – малая асимметрия. С другой стороны, распределения по  $\alpha_n$  все еще не позволяют распознать tip-tip и body-body события. Тем не менее, можно надеяться, что одновременное наблюдение за множественностью и асимметрией спектаторных нейтронов позволяет выделить tip-body и side-side события из общего массива данных.

### 3.2.2 Связь множественности спектаторных нейтронов в центральных столкновениях ядер и параметра их деформации

В tip-body столкновениях ядер  $^{238}\text{U}$  спектаторная материя от ядра, большая ось которого перпендикулярна оси пучка, состоит из нуклонов, находившихся на вершинах ядерного эллипсоида. Чем более вытянут такой эллипсоид,

тем меньше нуклонов остается в области перекрытия, и большее количество нуклонов останется в спектаторной материи. Поэтому, можно предположить, что чем больше параметр квадрупольной деформации ядра  $\beta_2$ , тем больше спектаторов образуется в tip-body столкновениях со стороны того ядра, длинная ось которого перпендикулярна оси столкновений или пучка.

Модель Glauber MC [7], отвечающая в ААМСС за формирование ядер и вычисление количества нуклонов в спектаторном префрагменте, позволяет варьировать параметры распределения нуклонной плотности в ядре. Для проверки описанной выше гипотезы с помощью ААМСС были проведено моделирование столкновений ядер  $^{238}\text{U}$  с различными значениями параметра квадрупольной деформации  $\beta_2$  от 0.1 до 0.46. На рисунке 3.17 изображены распределения вероятности событий с определенным количеством спектаторных нейтронов  $N_n$  в tip-body столкновениях ядер  $^{238}\text{U}$  с различным  $\beta_2$  для ядра, большая ось которого расположена перпендикулярно оси пучка (то есть со стороны body). Результаты моделирования демонстрируют смещение пика распределения в сторону больших значений  $N_n$  с ростом  $\beta_2$ , а также уширение соответствующих распределений.

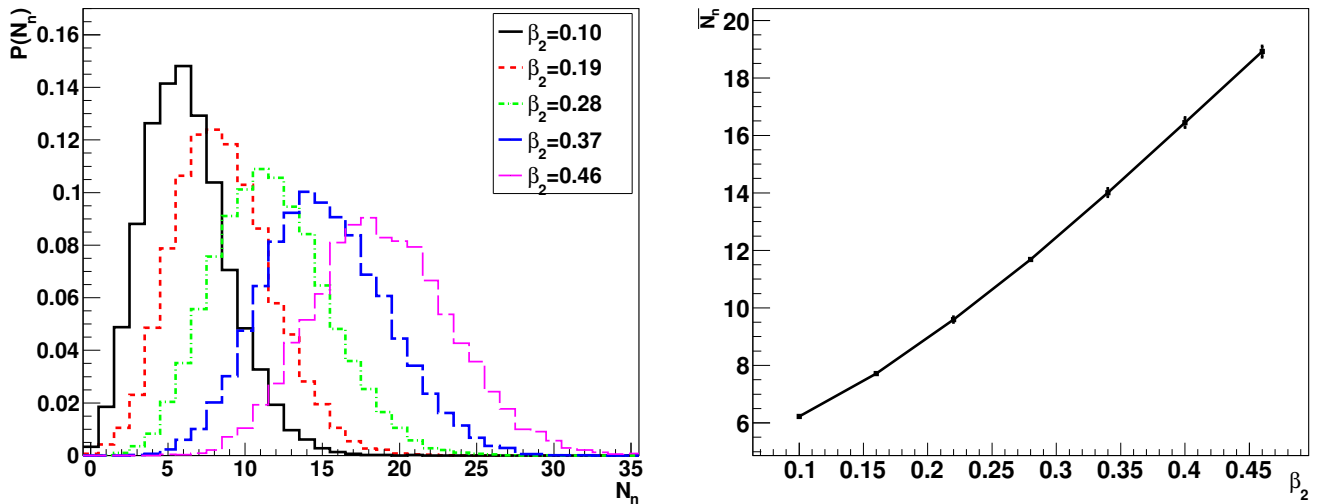


Рисунок 3.17 — Слева: распределение вероятности событий с определенным количеством спектаторных нейтронов  $N_n$  для различных  $\beta_2$  ядер  $^{238}\text{U}$  в их tip-body столкновениях (со стороны body). Справа: зависимость средней множественности спектаторных нейтронов  $\bar{N}_n$  от  $\beta_2$ . Вычисления с помощью ААМСС выполнены при  $\sqrt{s_{NN}} = 193$  ГэВ,  $b < 1$  фм,  $\Delta\theta = 15^\circ$ . Рисунок из работы [A9].

На рисунке 3.17 также показана зависимость среднего числа спектаторных нейтронов  $\overline{N}_n$  в tip-body столкновениях ядер  $^{238}\text{U}$  (со стороны body) от  $\beta_2$  сталкивающихся ядер. Величина  $\overline{N}_n$  растет с ростом  $\beta_2$ , причем наблюдаемый рост в области реалистичных значений  $\beta_2$  близок к линейному. Таким образом, вычисление средней множественности спектаторных нейтронов в tip-body столкновениях деформированных ядер и ее сравнение с предсказаниями теоретических моделей можно использовать для оценки  $\beta_2$  в сталкивающихся ядрах на основе экспериментальных данных. Как было показано выше в подразделе 3.2.1, такие tip-body столкновения можно отбирать по совокупности множественности нейтронов-спектаторов и асимметрии нейтронов-спектаторов вперед-назад.

## Глава 4. Моделирование спектаторной материи в столкновениях релятивистских ядер $^{16}\text{O}$

Изучение столкновений легких релятивистских ядер планируется в будущих экспериментах на коллайдерах [13, 110] для получения дополнительной информации о горячей и плотной ядерной материи и возникновении коллективных эффектов в столкновениях легких ядерных систем. Столкновения ядер  $^{16}\text{O}$  запланированы на ЛНС [10, 110] как часть обширной экспериментальной программы по изучению сталкивающихся ядер различной массы – от легких до тяжелых. Взаимодействие ядер  $^{12}\text{C}$  с различными мишенями уже изучается в эксперименте VM@N на NICA [13].

Можно предположить присутствие кластеров  $^4\text{He}$  в ядрах  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$  просто исходя из количества нейтронов и протонов, содержащихся в этих ядрах. Очевидно, что нейтроны и протоны могут быть расположены так, чтобы образовались три или четыре внутриядерных  $\alpha$ -кластера в  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$ . Соответственно, возможные треугольные и тетраэдрические конфигурации  $\alpha$ -кластеров были предсказаны для  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$  с учётом сферической симметрии основных состояний этих ядер в работах [111, 112]. Однако кластеризованные состояния не являются доминирующими и сосуществуют с некластеризованными. В частности, вклад кластеризованного состояния в основное состояние  $^{16}\text{O}$  был оценен ниже 30% [113].

Как показано в работах [15, 16], своеобразный снимок зоны перекрытия сталкивающихся ядер можно сделать исследуя ультрарелятивистские столкновения  $^{16}\text{O}-^{16}\text{O}$ . Такой снимок оказывается чувствителен к внутриядерной кластеризации в  $^{16}\text{O}$ , несмотря на глобальную сферическую симметрию тетраэдрического состояния. Как показано в вышеупомянутых и других работах, кластерная структура исходного ядра  $^{16}\text{O}$  может влиять на эксцентриситет зоны перекрытия [14], треугольный поток  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ ,  $p$  и  $\bar{p}$  [15, 16], и фактор ядерной модификации  $R_{AA}$  для  $D$ -мезонов [17]. Гораздо меньше внимания до сих пор уделялось возможному влиянию тетраэдрической геометрии  $\alpha$ -кластерного состояния в ядре  $^{16}\text{O}$  на образование спектаторных фрагментов в столкновениях этих ядер. В работе [9] исследовалась фрагментация релятивистских ядер  $^{16}\text{O}$  в ядерной фотоэмульсии. Полученные в этой работе экспериментальные данные для столкновений  $^{16}\text{O}$  с легкими ядрами ядерной эмульсии (CNO) указывают



на существенное влияние внутриядерных  $\alpha$ -кластеров в  $^{16}\text{O}$  на вторичные фрагменты ядра-снаряда.

Настоящая глава диссертации восполняет пробел в теоретическом рассмотрении ядерной фрагментации в столкновениях  $^{16}\text{O}-^{16}\text{O}$ . В ней изучается влияние  $\alpha$ -кластеризации в  $^{16}\text{O}$  на спектаторную материю, образующуюся в столкновениях этих ядер. Учитывается примесь внутриядерной  $\alpha$ -кластеризации в исходном  $^{16}\text{O}$  путем использования пространственных конфигураций нуклонов, следуя работам [111, 112], см. подробности ниже в разделе 4.1. Вероятности образования ядер определенных химических элементов: He, Li, Be, B, C и N, как спектаторных фрагментов, а также распределения множественности спектаторных  $\alpha$ -частиц были рассчитаны с тремя различными распределениями плотности  $\alpha$ -кластеров и с различными параметрами аппроксимации зависимости энергии возбуждения от объема префрагмента. Результаты вычислений были сравнены с экспериментальными данными по фрагментации ядер кислорода  $^{16}\text{O}$  с энергией 3.7A ГэВ в ядерной фотоэмульсии на ядрах легких элементов, входящих в её состав [9]. Расчеты проводились также с различными значениями примеси (20%, 30% и 100%) кластеризованных состояний к основному состоянию  $^{16}\text{O}$ , чтобы найти наиболее реалистичное значение вклада  $\alpha$ -кластерных состояний на основе сравнения результатов с экспериментальными данными из работы [9].

#### 4.1 Моделирование столкновений ядер $^{16}\text{O}$ с учётом внутриядерной кластеризации нуклонов

Были использованы два варианта генерации положений нуклонов в исходных ядрах  $^{16}\text{O}$  для последующего моделирования их столкновений с помощью модели Glauber MC, используемой ААМСС на начальном этапе моделирования столкновения. В первом варианте, представляющем ядро  $^{16}\text{O}$  без учета возможной кластеризации, положения нуклонов в нем разыгрывались в соответствии с радиальным распределением ядерной плотности в  $^{16}\text{O}$  с параметрами из работы [35]. В таком розыгрыше соблюдалось минимальное расстояние между центрами нуклонов ( $\sim 0.8$  фм) [7]. Во втором варианте были использованы предварительно приготовленные конфигурации нуклонов в виде файлов с записанными в них положениями отдельных нуклонов, расположенных в соответствии с представлением об  $\alpha$ -кластеризации в  $^{16}\text{O}$ , см. ниже подраздел 4.1.1

Для моделирования энергии возбуждения префрагмента использовалась параметризация ALADIN, уравнение (1.7). В предыдущих разделах диссертации, посвященных столкновениям тяжелых ядер, параметр  $\varepsilon_0 = 11.5$  МэВ был выбран исходя из наилучшего описания данных по фрагментации тяжелых ядер, таких как  $^{197}\text{Au}$  и  $^{208}\text{Pb}$ . Однако для описания фрагментации  $^{16}\text{O}$  параметр  $\varepsilon_0$  был дополнительно настроен для лучшего описания данных по фрагментации этих ядер, см. ниже раздел 4.2.

#### 4.1.1 Учет $\alpha$ -кластеризации в $^{16}\text{O}$

Поскольку в  $^{16}\text{O}$  содержится восемь протонов и восемь нейтронов, это ядро в кластеризованном состоянии можно представить в виде четырех  $\alpha$ -кластеров [111, 112]. В работе [111] предполагалось, что кластеры расположены в виде тетраэдра с произвольной ориентацией, см. рисунок 4.1.

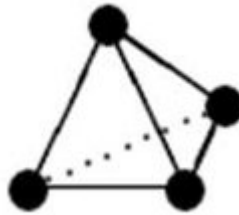


Рисунок 4.1 — Расположение  $\alpha$ -кластеров (черные круги) в ядре  $^{16}\text{O}$  [111].

Размер тетраэдров с различными ориентациями в столкновениях был выбран так, чтобы соответствовать зарядовому радиусу  $^{16}\text{O}$ . Существуют и другие параметры распределения нуклонов для описания плотности ядра  $^{16}\text{O}$ : (1) распределение нуклонов внутри  $\alpha$ -кластеров и (2) общий вклад кластерного состояния. В свою очередь, были рассмотрены три различных распределения нуклонов внутри  $\alpha$ -кластеров. Эти распределения включают: (1) трехмерное гауссово распределение (Gauss); (2) распределение, соответствующее функции гармонического осциллятора (НО) и (3) распределение Вудса-Саксона (WS). Гауссово распределение задается формулой  $\rho(r) \propto \exp(-r^2/2\sigma^2)$ , с  $\sigma = 0.685$  фм для  $\alpha$ -кластеров. Распределение НО задается формулой  $\rho(r) \propto (1 + R \cdot (r/a)^2) \exp(-r^2/a^2)$ , с  $R = 2.56$ ,  $a = 1.88$  фм для  $^{16}\text{O}$  и с  $R = 1.68$ ,  $a = 0.544$  фм для  $\alpha$ -кластеров. Распределение WS задается формулой  $\rho(r) \propto 1/(1 + \exp((r - r_0)/a))$ , с  $r_0 = 1.68$  фм и  $a = 0.544$  фм для  $\alpha$ -кластеров. Все параметры этих распределений нуклонов внутри  $\alpha$ -кластеров

выбраны так, чтобы соответствовать радиальному профилю плотности свободной  $\alpha$ -частицы [114].

Алгоритм сэмплирования Гиббса [115] был реализован для розыгрыша положения нуклонов в  $^{16}\text{O}$ . Основной алгоритм генерации кластеризованного ядра состоит в следующем: (1) центры  $\alpha$ -кластеров располагаются сначала в вершинах тетраэдра произвольной ориентации; (2) положения нуклонов внутри каждого кластера разыгрываются в соответствии с одним из трех вариантов (Gauss, HO, WS). Принцип запрета Паули учитывается путем исключения конечного объема нуклонов, представленных сферами радиуса 0.4 фм, что соответствует кратчайшему возможному межнауклонному расстоянию 0.8 фм. Поскольку вероятность кластеризованных состояний в  $^{16}\text{O}$  оценивается ниже 30% [113], некластеризованные состояния также генерировались в GlauberMC следуя работе [35] в оставшихся случаях.

#### 4.2 Состав спектаторной материи во взаимодействиях релятивистских ядер $^{16}\text{O}$ с ядерной фотоэмульсией

В работе [A13] представлены рассчитанные с помощью ранней версии ААМСС зарядовые распределения спектаторных фрагментов, образующихся в столкновениях ядер  $^{16}\text{O}$  с энергией 3.7А ГэВ с ядрами кислорода. Сравнение вычисленных распределений с экспериментальными данными [9] показало значительные расхождения теории и эксперимента. В качестве одной из возможных причин этого можно назвать пренебрежение в работе [A13]  $\alpha$ -кластерными состояниями в  $^{16}\text{O}$ . Это наблюдение мотивировало разработку более совершенной версии модели ААМСС, в которой метод вычисления энергии возбуждения префрагмента адаптирован для столкновений легких ядер, и в которой учитывается примесь кластеризованных состояний в начальных ядрах  $^{16}\text{O}$ . Результаты вычислений с усовершенствованной версией ААМСС даны ниже.

Зарядовое распределение спектаторных ядерных фрагментов является основной характеристикой фрагментации  $^{16}\text{O}$ , которая дает вероятность образования ядер конкретных элементов,  $P(Z_f)$ . Такое распределение, вычисленное с усовершенствованной версией модели ААМСС, представлено на рисунке 4.2 вместе с экспериментальными данными [9] по взаимодействию  $^{16}\text{O}$  с легкими ядрами (CNO) в ядерной фотоэмульсии. В этих расчетах использовалось несколько вариантов (20%, 30% и 100%) примеси  $\alpha$ -кластерных состояний в  $^{16}\text{O}$ . Следуя

параметризации ALADIN, были опробованы два значения параметра  $\varepsilon_0$  в соотношении (1.7) между средней энергией возбуждения и относительной массой префрагмента:  $\varepsilon_0 = 4$  МэВ и  $\varepsilon_0 = 8$  МэВ.

Как видно из рисунка 4.2, сравнение расчетов с экспериментальными данными исключает предположение о 100% доминировании  $\alpha$ -кластеризации. Вычисления, предполагавшие ограниченный вклад (20% или 30%) кластеризованных состояний заметно лучше согласуются с данными. Несмотря на то, что в целом формы рассчитанных и измеренных распределений качественно согласуются, модель ААМСС заметно переоценивает вероятность образования ядер гелия и лития и существенно недооценивает образование ядер углерода.

Использование других величин вкладов  $\alpha$ -кластерных состояний не улучшает согласия с экспериментом, поэтому такие вычисления не показаны. В целом, вероятности образования Li, Be, B и N малочувствительны к величине примеси кластерного состояния для всех трех параметризаций плотности  $\alpha$ -кластеров. Как и ожидалось, вероятности образования He и C более чувствительны к вкладу  $\alpha$ -кластеризации в  $^{16}\text{O}$ . Присутствие компактных  $\alpha$ -кластеров в испытывающем фрагментацию ядре  $^{16}\text{O}$  увеличивает вероятность найти их среди продуктов фрагментации. С другой стороны, благодаря компактности  $\alpha$ -кластера, вероятность одновременного взаимодействия всех его четырех нуклонов с нуклонами ядра-мишени несколько выше по сравнению с некоррелированной четверкой нуклонов, что приводит к некоторому росту вероятности образования C в качестве спектатора.

Значение  $\varepsilon_0$  определяет максимальное среднее значение энергии возбуждения на нуклон префрагмента  $\varepsilon^*$ , достигаемое в центральных столкновениях. Как видно из рисунка 4.2, увеличение  $\varepsilon_0$  делает образование Be, B и N немного менее вероятным, но несколько увеличивает выходы H и Li. Благодаря росту энергии возбуждения префрагментов, большее их количество распадается в каналы с несколькими наиболее легкими фрагментами, такими как H и Li. Однако на образование Be, B и N изменения  $\varepsilon_0$  влияют меньше, поскольку эти элементы чаще образуются в периферических столкновениях, где энергия возбуждения префрагмента далека от максимальной. Интересно, что вероятность образования He и C чувствительна как к уровню примеси  $\alpha$ -кластерных состояний, так и к выбору  $\varepsilon_0$ . Как также видно из рисунка 4.2, вероятности образования He и C антикоррелированы в отношении изменения  $\varepsilon_0$ , поскольку некоторые ядра угле-

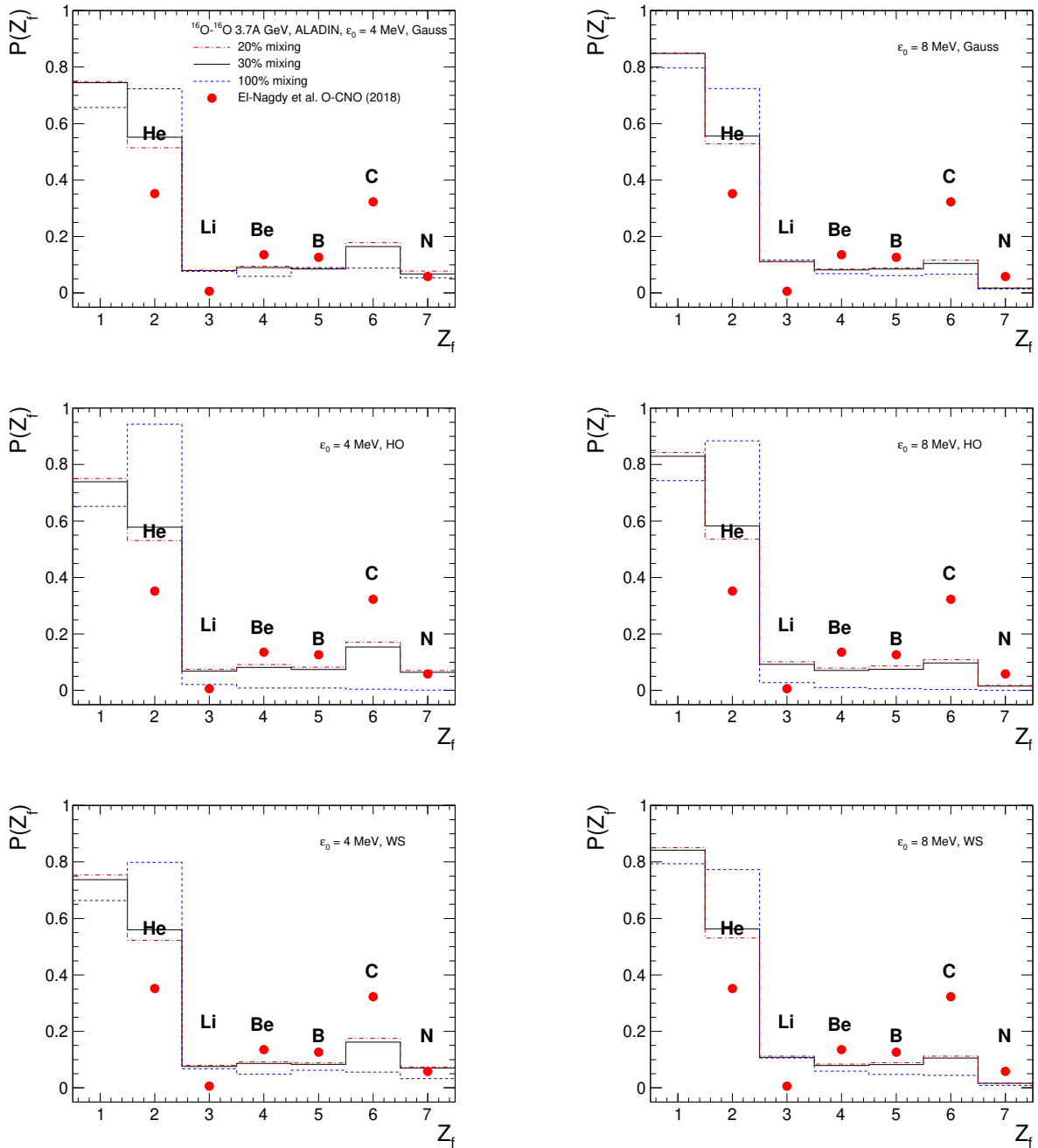


Рисунок 4.2 — Вероятности образования спектаторных ядер определенных элементов в столкновениях  $3.7A$  ГэВ  $^{16}\text{O}$  с ядрами кислорода, рассчитанные при 20%, 30% и 100% примеси  $\alpha$ -кластерных состояний (штрих-пунктирная, сплошная и точечная гистограммы, соответственно). Параметр  $\epsilon_0$  составил 4 МэВ и 8 МэВ (слева и справа, соответственно). Распределения плотности в  $\alpha$ -кластерах взяты в виде функций Гаусса (вверху), гармонического осциллятора (в середине) и Вудса-Саксона (внизу). Экспериментальные данные [9] представлены точками. Рисунок из работы [A8].

рода дополнительно распадаются на три ядра гелия с ростом  $\varepsilon_0$  и, соответственно, энергии возбуждения префрагмента  $\varepsilon^*$  в центральных и полуцентральных столкновениях.

Чувствительность рассчитанных  $P(Z_f)$  к распределениям плотности в  $\alpha$ -кластерах также прослеживается на рисунке 4.2, прежде всего в расчетах со 100%-ой вероятностью кластерного состояния в  $^{16}\text{O}$ . В таких расчетах с вариантом распределения плотности нуклонов внутри  $\alpha$ -кластеров в виде параметризации гармонического осциллятора (НО) образование Li, Be, B, C и N уменьшается. Известно, что параметризация НО характеризуется более плотными и более компактными  $\alpha$ -кластерами, что приводит к большей вероятности того, что  $\alpha$ -кластеры выживут в столкновении и, таким образом, будут преобразованы во фрагменты, представленные ядрами He. Среди всех использованных в расчетах вариантов распределения плотности внутри  $\alpha$ -кластеров именно параметризация НО дает наибольшую вероятность образования He, см. рисунок 4.2. Однако этот эффект гораздо менее выражен в расчетах с примесью 20% и 30% кластерных состояний в сравнении с расчетами со 100%-ой кластеризацией в  $^{16}\text{O}$ .

Особый интерес представляют вероятности образования заданного количества  $\alpha$ -частиц  $P(N_\alpha)$  в столкновениях  $^{16}\text{O}$  с энергией 3.7А ГэВ с ядрами кислорода. Их вычисления были выполнены с примесью кластеризованных состояний, на уровне 20%, 30% и 100%. Вычисленные  $P(N_\alpha)$  представлены на рисунке 4.3, но в отличие от результатов, показанных на рисунке 4.2 для  $P(Z_f)$ , только события хотя бы с одним ядром гелия учитывались в расчете. Таким образом, была полностью воспроизведена процедура измерения распределения  $P(N_\alpha)$  в эксперименте [9], в котором также предполагалось, что все фрагменты с  $Z_f = 2$  являются  $\alpha$ -частицами.

Вероятности  $P(N_\alpha)$ , представленные на рисунке 4.3, были рассчитаны с различными распределениями плотности в  $\alpha$ -кластерах, которые соответствовали функциям Гаусса, гармонического осциллятора и Вудса-Саксона. Также были использованы варианты  $\varepsilon_0 = 4$  МэВ и  $\varepsilon_0 = 8$  МэВ. Как видно из рисунка 4.3,  $P(N_\alpha)$ , рассчитанные с различными примесями кластеризованных состояний (20%, 30% и 100%) существенно отличаются друг от друга, а наилучшее согласие с данными [9] получено для 30%-ой примеси кластерных состояний в  $^{16}\text{O}$ , что хорошо согласуется с ранними теоретическими предсказаниями [113].

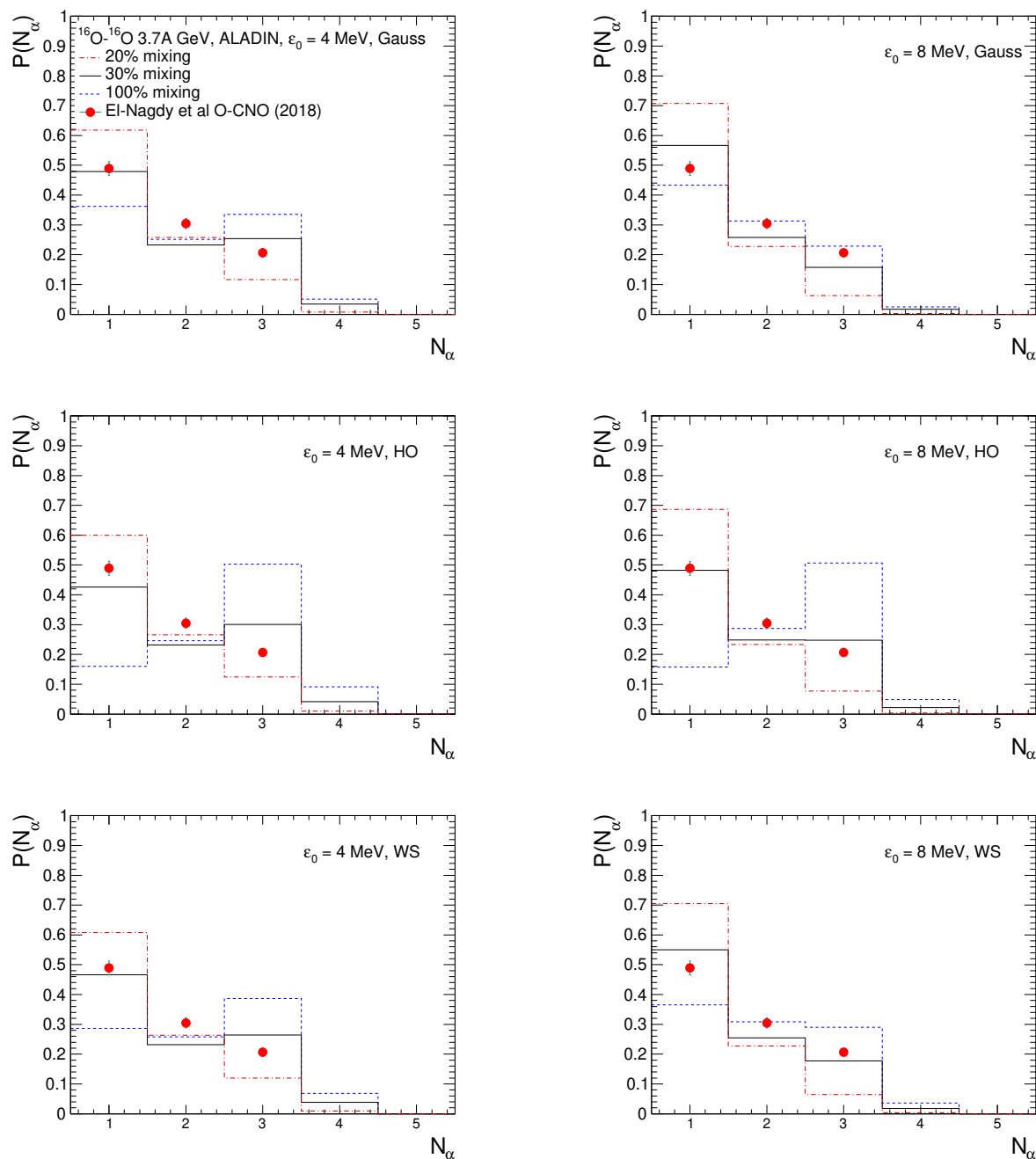


Рисунок 4.3 — Вероятности образования заданного числа  $\alpha$ -частиц в столкновениях  $3.7A$  ГэВ  $^{16}\text{O}$  с ядрами кислорода, рассчитанные с 20%, 30% и 100% примесью кластерных состояний (штрих-пунктирная, сплошная и точечная гистограммы, соответственно). Учитывались события, содержащие хотя бы одну  $\alpha$ -частицу. Экспериментальные данные [9] представлены точками. Остальные обозначения такие же, как на рисунке 4.2. Рисунок из работы [A8].

Сравнение результатов, полученных при  $\varepsilon_0 = 4$  МэВ и  $\varepsilon_0 = 8$  МэВ, показывает, что в последнем случае в моделировании выживает меньше  $\alpha$ -кластеров, и они сопровождаются большим числом свободных нуклонов. Это объясняется более высокой энергией возбуждения  $\varepsilon^*$ , приписываемой в среднем префрагментам, что приводит к уменьшению вероятности событий с тремя спектаторными  $\alpha$ -частицами.

Результаты, полученные для  $P(N_\alpha)$  с распределениями плотности в  $\alpha$ -кластерах, описываемых функциями Гаусса и Вудса-Саксона, похожи друг на друга, но отличаются от результатов, полученных с функциями гармонического осциллятора. В последнем случае множественное образование  $\alpha$ -кластеров усиливается из-за более плотных и компактных внутриядерных  $\alpha$ -кластеров, выживающих в  $^{16}\text{O}-^{16}\text{O}$  столкновениях. Как видно из рисунка 4.3, распределения множественности спектаторных  $\alpha$ -частиц очень чувствительны к вкладам  $\alpha$ -кластерных состояний в исходном ядре  $^{16}\text{O}$ , а также к специфическим распределениям плотности во внутриядерных  $\alpha$ -кластерах. В этом смысле согласие вычисленных с 30%-ым вкладом  $\alpha$ -кластерных состояний в исходном ядре  $^{16}\text{O}$  вероятностей  $P(N_\alpha)$  с экспериментом можно рассматривать как убедительное доказательство частичного присутствия внутриядерной кластеризации в сталкивающихся  $^{16}\text{O}$ .

### 4.3 Моделирование спектаторной материи в $^{16}\text{O}-^{16}\text{O}$ столкновениях на LHC

Модель ААМСС может быть использована для предсказания выходов спектаторных фрагментов в  $^{16}\text{O}-^{16}\text{O}$  столкновениях в будущих сеансах на LHC. Как обсуждалось [A13], некоторые вторичные ядра ( $^2\text{H}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{Li}$ ,  $^{10}\text{B}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ) с их отношением заряда к массе, равным отношению для ядер пучка, могут циркулировать в магнитном поле ускорителя вместе с  $^{16}\text{O}$  и поэтому воздействовать на компоненты коллайдера вдали от точки образования таких фрагментов. В работе [10] рассматривались  $^{16}\text{O}-^{16}\text{O}$  столкновения при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 6.37$  ТэВ. Поэтому такая же энергия столкновений в будущих сеансах  $^{16}\text{O}-^{16}\text{O}$  на LHC была принята для расчетов в настоящей диссертации. В расчетах использовались три варианта распределения ядерной плотности  $^{16}\text{O}$ , представленные выше в разделе 4.1. Дополнительно исследовалось влияние на результаты короткодействующих нуклон-нуклонных корреляций (SRC), которые при моделировании



столкновений  $^{16}\text{O}-^{16}\text{O}$  вводились либо аналогично моделированию  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  столкновений, следуя работам [91, 92], см. раздел 3.1.7, или в упрощённом виде (step-like SRC) для конфигураций с учетом кластеризации. В последнем случае в алгоритм сэмплирования Гиббса вводилось условие минимального расстояния ( $\sim 0.8$ ) фм между центрами нуклонов.

### 4.3.1 Образование спектаторных нейтронов в $^{16}\text{O}-^{16}\text{O}$ столкновениях на LHC

В экспериментах по ядро-ядерным столкновениям на LHC спектаторные нейтроны регистрируются с помощью передних адронных калориметров (ZDC). В частности, эксперимент ALICE оснащен нейтронными ZDC [87] для регистрации спектаторных нейтронов с целью измерения центральности столкновений [18] и светимости коллайдера [116] в  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  столкновениях, поскольку в каждом событии происходит эмиссия по крайней мере одного спектаторного нейтрона. Интересно исследовать, можно ли те же методы применить и к  $^{16}\text{O}-^{16}\text{O}$  столкновениям. Для целей такого исследования распределения множественности спектаторных нейтронов от  $^{16}\text{O}-^{16}\text{O}$  столкновений при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 6.37$  ТэВ были рассчитаны с помощью модели ААМСС с тремя вариантами распределения плотности в  $^{16}\text{O}$ , см. рисунок 4.4.

Как показано на рисунке 4.4, распределения множественности спектаторных нейтронов  $P(N_{\text{neutr.}})$ , рассчитанные с тремя различными вариантами ядерной плотности в  $^{16}\text{O}$ , в целом согласуются друг с другом, и распределения, полученные с различными параметризациями ядерной плотности  $\alpha$ -кластеров (НО и WS), также согласуются по форме. Однако события с большим числом спектаторных нейтронов  $N_{\text{neutr.}} > 3$  существенно подавляются при учете короткодействующих нуклон-нуклонных корреляций (SRC), поскольку больше нейтронов остается связанными в спектаторных ядерных фрагментах.

Следует подчеркнуть, что спектаторные нейтроны отсутствуют в значительной доле событий  $^{16}\text{O}-^{16}\text{O}$  столкновений: в  $\sim 33\%$  событий, которые моделировались без SRC, и до  $\sim 43\%$  – с SRC. Это означает, что в отличие от  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  столкновений, где спектаторные нейтроны возникают в  $\sim 100\%$  событий, менее 70%  $^{16}\text{O}-^{16}\text{O}$  событий дадут отклик в передних нейтронных калориметрах, используемых в экспериментах на LHC.

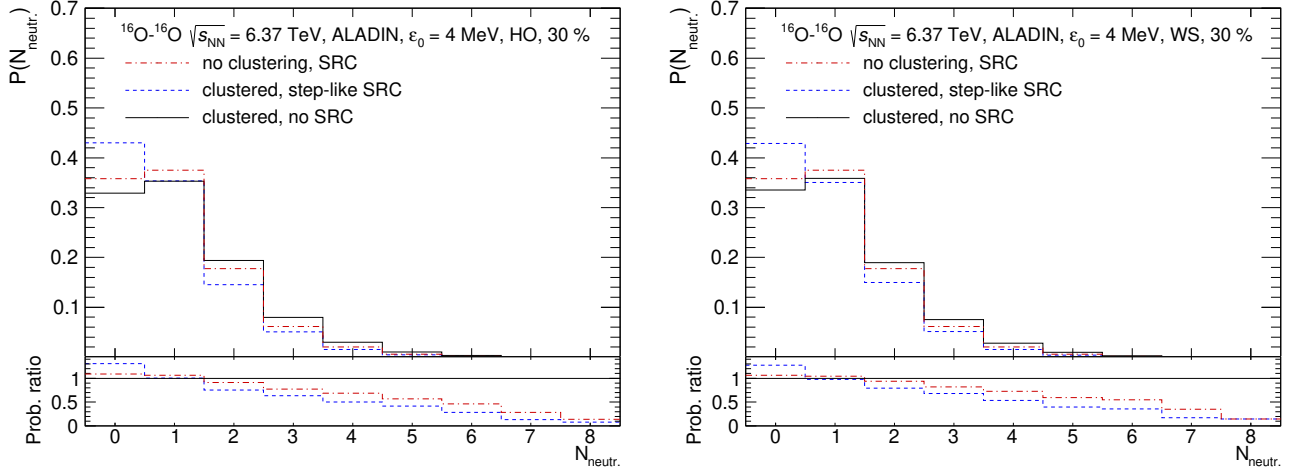


Рисунок 4.4 — Распределения множественности спектаторных нейтронов от столкновений  $^{16}\text{O}-^{16}\text{O}$  при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 6.37$  ТэВ, рассчитанные с учетом короткодействующих корреляций (SRC) (штрих-пунктирная красная и пунктирная синяя гистограммы) и 30%-го вклада  $\alpha$ -кластеризации в  $^{16}\text{O}$  (пунктирная синяя и сплошная черная гистограммы). Распределения плотности в  $\alpha$ -кластерах были взяты на основе модели гармонического осциллятора (слева) или распределения Вудса-Саксона (справа). Во всех случаях использовался параметр  $\varepsilon_0 = 4$  МэВ. Соотношения между расчетами с различными опциями представлены на нижних панелях. Рисунок из работы [A10].

### 4.3.2 Образование спектаторных дейтронов в $^{16}\text{O}-^{16}\text{O}$ столкновениях на LHC

В результате фрагментации могут образовываться ядра-спектаторы с отношением заряда к массе  $Z/M_f$  близким к таковому для ядра  $^{16}\text{O}$ , которые могут транспортироваться вместе с ядрами пучка. В работе [A13] предсказывалось, что образование спектаторных дейтронов будет наиболее частым среди подобных ядер. Как показано в главе 3, образование спектаторных дейтронов в ультрацентральных  $^{208}\text{Pb}-^{208}\text{Pb}$  столкновениях на SPS увеличивается в расчетах, учитывающих SRC. Аналогичный эффект можно ожидать при моделировании  $^{16}\text{O}-^{16}\text{O}$  столкновений на LHC. Распределения множественности спектаторных дейтронов, рассчитанные с тремя вариантами ядерной плотности для  $^{16}\text{O}$ , представлены на рисунке 4.5.

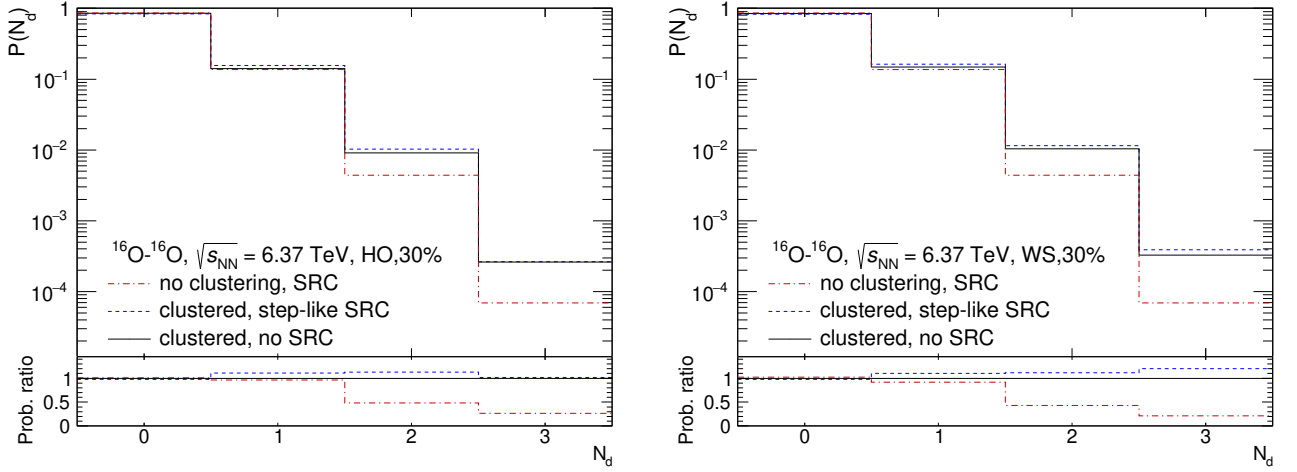


Рисунок 4.5 — Распределения множественности спектаторных дейтронов в столкновениях  $^{16}\text{O}-^{16}\text{O}$  при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 6.37$  ТэВ, рассчитанные с теми же наборами параметров, что и на рисунке 4.4. Обозначения гистограмм те же, что и на рисунке 4.4. Рисунок из работы [A10].

Как показано на рисунке 4.5, в  $\sim 85\%$  событий фрагментации  $^{16}\text{O}$  спектаторные дейтроны отсутствуют, а в остальных событиях ( $\sim 14\%$ ) в расчетах со всеми рассмотренными параметризациями плотности образуется один спектаторный дейтрон. Расчеты  $P(N_d)$ , полученные с различными параметризациями ядерной плотности в  $^{16}\text{O}$ , заметно расходятся только для гораздо менее частого ( $\sim 1\%$ ) множественного образования дейтронов, для  $N_d = 2$  и  $3$  для обеих параметризаций плотности (НО и WS), реализованных для  $\alpha$ -кластеров в  $^{16}\text{O}$ . В отсутствие кластеризации в  $^{16}\text{O}$  события с  $N_d = 2$  и  $3$  еще больше подавляются. Это указывает на чувствительность двух- и трёхдейтронных событий к наличию кластеризации в  $^{16}\text{O}$ .

### 4.3.3 Образование ядер-спектаторов на LHC

Наконец, на рисунке 4.6 представлены вероятности образования определенных ядер-спектаторов в  $^{16}\text{O}-^{16}\text{O}$  столкновениях на LHC. Вероятности были рассчитаны с учетом SRC для НО и WS параметризаций плотности нуклонов внутри  $\alpha$ -кластеров в  $^{16}\text{O}$ , и они упорядочены в соответствии с отношениями заряда к массе  $Z/M_F$  соответствующих ядер. Массы  $M_F$  были взяты из таблиц ядерных данных [117]. Во всех расчетах предполагался 30%-ный вклад кластерных состояний в  $^{16}\text{O}$ .

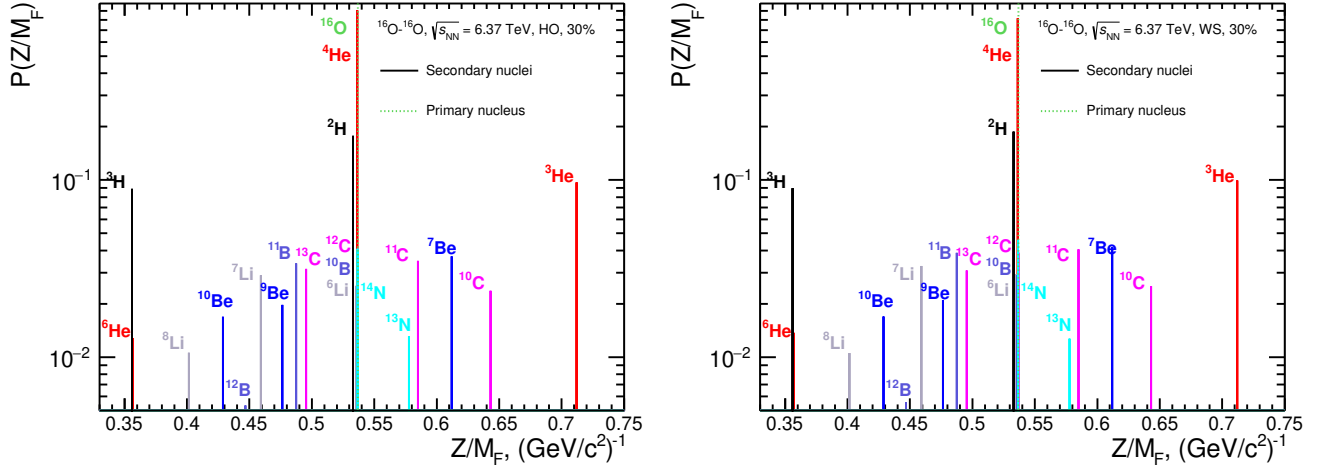


Рисунок 4.6 — Вероятности образования спектаторных ядер с заданным отношением заряда к массе  $Z/M_F$  в столкновениях  $^{16}\text{O}-^{16}\text{O}$  при  $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 6.37$  ТэВ. Вероятности были вычислены с использованием распределений плотности в  $\alpha$ -кластерах на основе параметризации гармонического осциллятора (слева) или распределения Вудса-Саксона (справа). Значение  $Z/M_F$  для  $^{16}\text{O}$  отмечено пунктирной линией. Рисунок из работы [A10].

Как видно из рисунка 4.6, все возможные элементы (H, He, Li, Be, B, N и C) образуются после удаления нуклонов-партисипантов из исходного  $^{16}\text{O}$ . Спектаторные ядра образуются с близкой вероятностью в расчетах с HO и WS параметризациями нуклонной плотности внутри  $\alpha$ -кластеров. Можно отметить, что образование ядер-спектаторов с повышенным содержанием нейтронов ( $^6\text{He}$  и  $^{12}\text{B}$ ) или протонов ( $^{10}\text{C}$ ) также возможно. Такие ядра образуются в событиях с большим количеством удалённых протонов по отношению к нейтронам и наоборот.

В отличие от расчетов с предыдущей версией модели ААМСС [A13], которая предсказывала  $^2\text{H}$  как наиболее частый спектаторный фрагмент, согласно обновленной версии ААМСС доминирует образование  $^4\text{He}$ , см. рисунок 4.6. Это объясняется учетом  $\alpha$ -кластерных состояний в исходном  $^{16}\text{O}$  в обновлённой модели ААМСС. В то же время, новые расчеты демонстрируют отсутствие спектаторных ядер  $^{13,14,15}\text{O}$  и  $^{15}\text{N}$ , наблюдавшихся в предыдущей версии ААМСС [A13]. Образование этих ядер подавлено, так как параметризация ALADIN обеспечивает более высокую энергию возбуждения префрагмента в периферических столкновениях по сравнению с гибридной параметризацией,

использованной в предыдущих расчетах [A13]. Как показано выше, описание экспериментальных данных [9] улучшается с параметризацией ALADIN, также используемой в настоящей главе диссертации.

Наконец, можно отметить, что выходы стабильных ядер-спектаторов с  $Z = A - Z = N$ , таких как  ${}^2\text{H}$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^6\text{Li}$ ,  ${}^{10}\text{B}$ ,  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{14}\text{N}$ , представляют особый интерес, поскольку их отношения  $Z/M_f$  близки к отношению для ядер  ${}^{16}\text{O}$ , ускоряемых на ЛНС. Как видно из рисунка 4.6, вероятность получения хотя бы одного из этих ядер приближается к единице, а соответствующее сечение близко к полному адронному сечению  $\sigma_h = 1.34$  б. Эти ядра с  $Z = N$  могут распространяться среди ядер пучка  ${}^{16}\text{O}$  в магнитном поле ЛНС, проходить через коллиматоры коллайдера и оставаться в пучке. Согласно данным работы [11], за весь 40-часовой сеанс ожидается набор интегральной светимости  $L \approx 4$  нб $^{-1}$  в целом для всех четырех экспериментов на ЛНС. Таким образом, будет произведено около  $L \times \sigma_h = 4$  нб $^{-1} \times 1.34 \cdot 10^9$  нб =  $5.36 \cdot 10^9$   $N = Z$  ядер-спектаторов, которые потенциально могут циркулировать в ЛНС вместе с первоначально инжектированными шестью банчами, в каждом из которых содержится  $4.6 \cdot 10^9$  ядер  ${}^{16}\text{O}$ , что всего дает  $2.76 \cdot 10^{10}$  ядер  ${}^{16}\text{O}$  в кольце коллайдера. В результате отдельные  ${}^4\text{He}-{}^{16}\text{O}$ ,  ${}^6\text{Li}-{}^{16}\text{O}$ , ...  ${}^{14}\text{N}-{}^{16}\text{O}$  события могут потенциально загрязнить на уровне 1–10% данные о  ${}^{16}\text{O}-{}^{16}\text{O}$  столкновениях, которые будут собраны в будущих сеансах на ЛНС. В настоящей диссертации дается первая оценка величины этого интересного эффекта трансмутации  ${}^{16}\text{O}$ , который, как было справедливо отмечено в работе [11], требует дальнейших исследований.

## Заключение

В настоящей диссертации выполнено всестороннее теоретическое исследование свойств spectatorной материи в столкновениях релятивистских ядер. С помощью разработанной модели ААМСС были изучены различные характеристики спектаторов в столкновениях ядер с различной центральностью, начальной энергией, а также изучено влияние эффектов ядерной структуры сталкивающихся ядер на спектаторы. Результаты были опубликованы автором в цикле работ, выполненных в ИЯИ РАН с 2018 по 2023 годы.

В ходе выполнения работы создана компьютерная модель Abrasion-Ablation Monte Carlo for Colliders (ААМСС), которая предполагает двухстадийный механизм формирования спектаторных нуклонов и ядер. Для моделирования первой стадии столкновения ядер служит модель Глаубера в реализации Glauber Monte Carlo, которая определяет общий объем спектаторной материи, называемый префрагментом. На второй стадии определяется энергия возбуждения префрагментов на основе формулы Эриксона, параметризации ALADIN или гибридной параметризации и моделируется девозбуждение каждого спектаторного префрагмента. Дополнительно для моделирования предравновесного разделения префрагментов может быть запущен алгоритм MST-кластеризации, в результате которой пространственно протяженные префрагменты разделяются на несколько возбуждённых фрагментов. Для последующего моделирования их распадов используются модели Fermi Break-Up, статистической мультифрагментации и испарения из библиотеки Geant4.

С помощью ААМСС исследована фрагментация релятивистских ядер  $^{197}\text{Au}$  и  $^{208}\text{Pb}$ , проверена гипотеза универсальности ядерной фрагментации в столкновениях ядер  $^{208}\text{Pb}$  при энергиях SPS и LHC. Исследованы характеристики фрагментации  $^{208}\text{Pb}$ , доступные к изучению на коллайдере LHC. Изучение состава спектаторной материи в зависимости от центральности столкновения имеет важное значение для совершенствования методов определения центральности ядро-ядерных столкновений в эксперименте. Поэтому особое внимание в диссертации было уделено вычислению различных характеристик спектаторов в зависимости от центральности  $^{179}\text{Au}$ – $^{179}\text{Au}$  столкновений на коллайдере NICA. На основе этих вычислений были предложены совокупности характеристик спектаторов, доступные к измерению в эксперименте MPD и наиболее

чувствительные к центральности столкновения, что позволит улучшить метод её определения.

С помощью модели ААМСС были вычислены сечения образования определённого числа спектаторных нейтронов и протонов в ультрацентральных  $^{208}\text{Pb}$ – $^{208}\text{Pb}$  столкновениях на SPS и LHC. В расчетах использовались различные профили радиальных распределений нейтронов и протонов в  $^{208}\text{Pb}$ , которые дают разные толщины обогащённого нейтронами поверхностного слоя этого ядра. Было показано, что вычисленные сечения достаточно чувствительны к параметрам поверхностного нейтронного слоя, что позволяет предложить новый метод оценки этих параметров на основе сравнения вычисленных сечений с измеренными. С помощью ААМСС была показана зависимость множественности спектаторных нейтронов в ультрацентральных  $^{238}\text{U}$ – $^{238}\text{U}$  столкновениях от начальной ориентации сталкивающихся деформированных ядер  $^{238}\text{U}$ . Предложен метод отбора событий с определёнными ориентациями ядер на основе анализа множественностей спектаторных нейтронов, зарегистрированных с каждой стороны от точки взаимодействия ядер в коллайдере.

С помощью ААМСС исследована фрагментации релятивистских ядер  $^{16}\text{O}$  в столкновениях с лёгкими ядрами. Для этого в модели была учтена примесь  $\alpha$ -кластерных состояний в ядре  $^{16}\text{O}$  в его основном состоянии. Путем сравнения вычисленных распределений спектаторных  $\alpha$ -частиц с экспериментальными данными по фрагментации  $^{16}\text{O}$  на ядрах легких элементов в ядерной фотоэмульсии оценен вклад кластерных состояний в  $^{16}\text{O}$  на уровне 30%. После проверки модели ААМСС на доступных данных по фрагментации  $^{16}\text{O}$  вычислены выходы спектаторных нейтронов и фрагментов с заданным отношением заряда к массе  $Z/M_f$  в столкновениях  $^{16}\text{O}$ – $^{16}\text{O}$  на LHC. Моделью предсказана значительная доля событий без спектаторных нейтронов, которая может влиять на регистрацию событий в эксперименте на основе сигналов передних нейтронных калориметров. Предсказывается некоторое количество вторичных ядер  $^2\text{H}$ ,  $^4\text{He}$ ,  $^6\text{Li}$ ,  $^{10}\text{B}$ ,  $^{12}\text{C}$  и  $^{14}\text{N}$ , которые могут циркулировать в LHC вместе с ядрами пучка  $^{16}\text{O}$  и вызывать небольшое количество нежелательных  $^4\text{He}$ – $^{16}\text{O}$ ,  $^6\text{Li}$ – $^{16}\text{O}$ , ...  $^{14}\text{N}$ – $^{16}\text{O}$  столкновений.

Важной составляющей модели ААМСС является часть, ответственная за моделирование эволюции спектаторной материи, которая была тщательно настроена и проверена путем сравнения результатов вычислений с широкой со-

вокупностью экспериментальных данных по фрагментации легких и тяжелых ядер. Эта часть модели ААМСС в будущем может использоваться независимо от Glauber Monte Carlo, которая в настоящее время используется только для определения количества взаимодействующих нуклонов в сталкивающихся ядрах. Более сложная и совершенная модель, которая заменит модель Глаубера, позволит дополнительно моделировать рождение частиц в зоне перекрытия ядер в нуклон-нуклонных столкновениях. Такое развитие даст возможность моделировать не только отклики передних детекторов на спектаторы, но и сигналы от всех других детекторов в экспериментах по ядро-ядерным столкновениям. Это откроет возможность вычислять различные корреляции между частицами в центральной области быстрот и спектаторами.

Настоящая работа выполнена в Лаборатории релятивистской ядерной физики Института ядерных исследований Российской академии наук при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований в рамках научного проекта № 18-02-40035-мега. Автор глубоко благодарен своему научному руководителю Игорю Анатольевичу Пшеничному за постановку задачи, методические рекомендации по её выполнению, многочисленные советы и постоянную поддержку. Автор благодарен соавторам Непейвода Роману Сергеевичу, Козыреву Никите Алексеевичу, Савенкову Савве Дмитриевичу и Дмитриевой Ульяне Александровне за продуктивную, интересную и увлекательную совместную научную деятельность. Автор благодарен Александру Аркадьевичу Нозикку за консультации по разработке программного обеспечения, созданного в ходе работы над диссертацией. Автор выражает отдельные благодарности компании JetBrains за предоставление инструментов разработки компьютерного кода. Автор благодарен Владимиру Николаевичу Иванченко из коллаборации Geant4 за сотрудничество. Автор признателен Дмитрию Олийниченко и Илье Владимировичу Селюженкову за многочисленные обсуждения физики ядро-ядерных столкновений.



**Список публикаций**

- [A1] Svetlichnyi A., Pshenichnov I. Formation of Free and Bound Spectator Nucleons in Hadronic Interactions Between Relativistic Nuclei // *Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys.* — 2020. — Vol. 84. — P. 911.
- [A2] Svetlichnyi A., Nepeyvoda R., Pshenichnov I. Using Spectator Matter for Centrality Determination in Nucleus-Nucleus Collisions // *Particles.* — 2021. — Vol. 4. — P. 227–235.
- [A3] Pshenichnov I., Kozyrev N., Nepeivoda R., Svetlichnyi A., Dmitrieva U. Properties of spectator matter in nuclear collisions at NICA // *Phys. Part. Nucl.* — 2021. — Vol. 52. — P. 591–597.
- [A4] Nepeivoda R., Svetlichnyi A., Kozyrev N., Pshenichnov I. Pre-Equilibrium Clustering in Production of Spectator Fragments in Collisions of Relativistic Nuclei // *Particles.* — 2022. — Vol. 5. — P. 40–51.
- [A5] Svetlichnyi A., Nepeivoda R., Pshenichnov I. Study of Nuclear Fragmentation at Heavy Ion Colliders // *Phys. Part. Nucl.* — 2022. — Vol. 53. — P. 612–620.
- [A6] Kozyrev N., Svetlichnyi A., Nepeivoda R., Pshenichnov I. Peeling away neutron skin in ultracentral collisions of relativistic nuclei // *Eur. Phys. J. A.* — 2022. — Vol. 58. — P. 184.
- [A7] Pshenichnov I., Kozyrev N., Svetlichnyi A., Dmitrieva U. What One Can Learn by Studying Spectator Remnants in Central Nucleus–Nucleus Collisions? // *Phys. Part. Nucl.* — 2022. — Vol. 53. — P. 335–341.
- [A8] Svetlichnyi A., Savenkov S., Nepeivoda R., Kozyrev N., Pshenichnov I. Smoking gun of nuclear clusterization in collisions of light relativistic nuclei // *Phys. At. Nucl.* — 2022. — Vol. 85. — P. 320–326.
- [A9] Kozyrev N., Svetlichnyi A., Nepeivoda R., Pshenichnov I. Spectator matter in the collisions of the relativistic deformed nuclei // *Phys. Part. Nucl.* — 2023. — Vol. 55. — P. 761–774.

- [A10] Svetlichnyi A., Savenkov S., Nepeivoda R., Pshenichnov I. Clustering in Oxygen Nuclei and Spectator Fragments in  $^{16}\text{O}$ - $^{16}\text{O}$  Collisions at the LHC // Physics. — 2023. — Vol. 5. — P. 381–390.
- [A11] Kozyrev N., Svetlichnyi A., Nepeivoda R., Pshenichnov I. Spectator nucleons in ultracentral  $^{208}\text{Pb}$ - $^{208}\text{Pb}$  collisions as a probe of nuclear periphery // PoS. — 2021. — Vol. LHCP2021. — P. 223.
- [A12] Dmitrieva U., Kozyrev N., Svetlichnyi A., Pshenichnov I. Spectator nucleons in most central collisions of heavy nuclei at NICA // AIP Conf. Proc. — 2021. — Vol. 2377. — P. 030005.
- [A13] Svetlichnyi A., Nepeivoda R., Kozyrev N., Pshenichnov I. Secondary nuclei from  $^{16}\text{O}$  fragmentation at the LHC // PoS. — 2022. — Vol. EPS-HEP2021. — P. 310.

## Список литературы

- [1] Pandav A., Mallick D., Mohanty B. Search for the QCD critical point in high energy nuclear collisions // Prog. Part. Nucl. Phys. — 2022. — Vol. 125. — P. 103960.
- [2] Busza Wit, Rajagopal Krishna, van der Schee Wilke. Heavy Ion Collisions: The Big Picture and the Big Questions // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. — 2018. — Vol. 68. — P. 339–376.
- [3] Mapping the phases of quantum chromodynamics with beam energy scan / Adam Bzdak, ShinIchi Esumi, Volker Koch et al. // Phys. Rep. — 2020. — Vol. 853. — P. 1–87.
- [4] Statistical simulation of the break-up of highly excited nuclei / A. Botvina, A. Iljinov, I. Mishustin et al. // Nucl. Phys. A. — 1987. — Vol. 475. — P. 663–686.
- [5] The rise and fall of multifragment production in  $^{197}\text{Au} + \text{C}$ , Al, and Cu reactions at  $E/A = 600$  MeV / W. Trautmann, J.C. Adloff, M. Begemann-Blaich et al. // Nucl. Phys. A. — 1992. — Vol. 538. — P. 473–481.
- [6] EMU-01/12 collaboration. Multifragmentation of Gold nuclei in the interactions with photoemulsion nuclei at 10.7 GeV/nucleon // Z. Phys. A: Hadrons Nucl. — 1997. — Vol. 359. — P. 277–290.
- [7] Loizides C., Kamin J., D’Enterria D. Improved Monte Carlo Glauber predictions at present and future nuclear colliders // Phys. Rev. C. — 2018. — Vol. 97. — P. 054910.
- [8] Multifragmentation of spectators in relativistic heavy-ion reactions / A. Botvina, I. Mishustin, M. Begemann-Blaich et al. // Nucl. Phys. A. — 1995. — Vol. 584. — P. 737–756.
- [9] Channels of projectile fragmentation of  $^{16}\text{O}$  nucleus in nuclear emulsion / M. S. El-Nagdy, A. Abdelsalam, B. M. Badawy et al. // J. Phys. Commun. — 2018. — Vol. 2.

- [10] Brewer J., Mazeliauskas A., van der Schee W. Opportunities of OO and  $pO$  collisions at the LHC. — 2021. — 2103.01939.
- [11] Studies for an LHC Pilot Run with Oxygen Beams / Roderik Bruce, Reyes Alemany-Fernández, Hannes Bartosik et al. // 12th International Particle Accelerator Conference. — 2021.
- [12] Noferini Francesco. ALICE results from Run-1 and Run-2 and perspectives for Run-3 and Run-4 // J. Phys. Conf. Ser. — 2018. — Vol. 1014. — P. 012010.
- [13] Kapishin Mikhail. Heavy Ion BM@N and MPD Experiments at NICA // Proceedings of 13th International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions. — The Physical Society of Japan, 2020. — P. 010093.
- [14] Flow in collisions of light nuclei / W. Broniowski, Bożek P., Rybczyński M., E. Ruiz Arriola // Nucl. Phys. A. — 2021. — Vol. 1005. — P. 121763. — The 28th International Conference on Ultra-relativistic Nucleus-Nucleus Collisions: Quark Matter 2019.
- [15] Exploring new small system geometries in heavy ion collisions / S. Lim, J. Carlson, C. Loizides et al. // Phys. Rev. C. — 2019. — Vol. 99. — P. 044904.
- [16] Li Y., Zhang S., Ma Y. Signatures of  $\alpha$ -clustering in  $^{16}\text{O}$  by using a multiphase transport model // Phys. Rev. C. — 2020. — Vol. 102. — P. 1–7.
- [17] System-size scan of  $D$  meson  $R_{AA}$  and  $v_n$  using PbPb, XeXe, ArAr, and OO collisions at energies available at the CERN Large Hadron Collider / R. Katz, C. A.G. Prado, J. Noronha-Hostler, A. Suaide // Phys. Rev. C. — 2020. — Vol. 102. — P. 41901.
- [18] Centrality determination of Pb-Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$  TeV with ALICE / B. Abelev, J. Adam, D. Adamová et al. // Phys. Rev. C. — 2013. — P. 044909.
- [19] Application of FHCAL for Heavy-Ion Collision Centrality Determination in MPD/NICA Experiment / Vadim Volkov, Marina Golubeva, Fedor Guber et al. // Particles. — 2021. — Vol. 4. — P. 236–240.

- [20] Klochkov, Selyuzhenkov I, for the CBM collaboration. Centrality determination in heavy-ion collisions with the CBM experiment // J. Phys. Conf. Ser. — 2017. — Vol. 798. — P. 012059.
- [21] The Construction and Parameters of Forward Hadron Calorimeter (FHCAL) at MPD/NICA / D Finogeev, M Golubeva, F Guber et al. // KnE Energy. — 2018. — Vol. 3. — P. 149.
- [22] Data-driven model for the emission of spectator nucleons as a function of centrality in Pb-Pb collisions at LHC energies : ALICE-PUBLIC-2020-001 ; Executor: David Dobrigkeit Chinellato et al. : 2020. — Access mode: <http://cds.cern.ch/record/2712412>.
- [23] Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions / S.A. Bass, M. Belkacem, M. Bleicher et al. // Prog. Part. Nucl. Phys. — 1998. — Vol. 41. — P. 255–369.
- [24] Cassing W., Bratkovskaya E.L. Hadronic and electromagnetic probes of hot and dense nuclear matter // Phys. Rep. — 1999. — Vol. 308. — P. 65–233.
- [25] Transport-theoretical description of nuclear reactions / O. Buss, T. Gai-tanos, K. Gallmeister et al. // Phys. Rep. — 2012. — Vol. 512. — P. 1–124. — Transport-theoretical Description of Nuclear Reactions.
- [26] Aichelin Jörg. “Quantum” molecular dynamics—a dynamical microscopic  $n$ -body approach to investigate fragment formation and the nuclear equation of state in heavy ion collisions // Physics Reports. — 1991. — Vol. 202. — P. 233–360.
- [27] Monte-Carlo Generator of Heavy Ion Collisions DCM-SMM / M. Baznat, A. Botvina, G. Musulmanbekov et al. // Phys. Part. Nucl. Lett. — 2020. — Vol. 17. — P. 303–324.
- [28] Uzhinsky V. V. The Fritiof (FTF) Model in Geant4 // International Conference on Calorimetry for the High Energy Frontier. — 2013. — P. 260–264.
- [29] Parton-hadron-quantum-molecular dynamics: A novel microscopic  $n$ -body transport approach for heavy-ion collisions, dynamical cluster formation, and

- hypernuclei production / J. Aichelin, E. Bratkovskaya, A. Le Fèvre et al. // Phys. Rev. C. — 2020. — Vol. 101. — P. 044905.
- [30] Production of spectator hypermatter in relativistic heavy-ion collisions / A. S. Botvina, K. K. Gudima, J. Steinheimer et al. // Phys. Rev. C. — 2011. — Vol. 84. — P. 064904.
- [31] Production of hypernuclei in peripheral collisions of relativistic ions / A.S. Botvina, K.K. Gudima, J. Steinheimer et al. // Nuclear Physics A. — 2012. — Vol. 881. — P. 228–239.
- [32] Galoyan A. S., Uzhinsky V. V. Monte Carlo event generators for NICA/MPD and CBM experiments // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. — 2016. — Vol. 80. — P. 333–337.
- [33] Steinheimer J., Bleicher M. Core-corona separation in the UrQMD hybrid model // Phys. Rev. C. — 2011. — Vol. 84. — P. 024905.
- [34] Glauber Modeling in High Energy Nuclear Collisions / Michael L Miller, Klaus Reyggers, Stephen J Sanders, Peter Steinberg. — 2007. — 0701025.
- [35] Loizides C., Nagle J., Steinberg P. Improved version of the PHOBOS Glauber Monte Carlo // SoftwareX. — 2015. — Vol. 1-2. — P. 13. — 1408.2549.
- [36] Loizides C. Glauber modeling of high-energy nuclear collisions at the subnucleon level // Phys. Rev. C. — 2016. — Vol. 94. — P. 024914.
- [37] Loizides C., Kamin J., D’Enterria D. Improved Monte Carlo Glauber predictions at present and future nuclear colliders. — 2018. — 1710.07098.
- [38] Ericson Torleif. The statistical model and nuclear level densities // Adv. Phys. — 1960. — Vol. 9. — P. 425–511.
- [39] Charge-changing interactions of ultrarelativistic Pb nuclei / C. Scheidenberger, I. A. Pshenichnov, K. Sümmerer et al. // Phys. Rev. C. — 2004. — Vol. 70. — P. 014902.
- [40] Recent developments in Geant4 / J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, et al // Nucl. Inst. Meth. A. — 2016. — Vol. 835. — P. 186–225.

- [41] Prim Robert Clay. Shortest connection networks and some generalizations // Bell Syst. Tech. J. — 1957. — Vol. 36. — P. 1389–1401.
- [42] Introduction to algorithms / Thomas H Cormen, Charles E Leiserson, Ronald L Rivest, Clifford Stein. — MIT press, 2009.
- [43] Multifragmentation of the remnant produced in the reaction of 1A GeV gold with carbon / J. A. Hauger, P. Warren, S. Albergo et al. // Phys. Rev. C. — 1998. — Vol. 57. — P. 764–783.
- [44] Breakup densities of hot nuclei / V. E. Viola, K. Kwiatkowski, J. B. Natowitz, S. J. Yennello // Phys. Rev. Lett. — 2004. — Vol. 93. — P. 132701.
- [45] Caloric curves and critical behavior in nuclei / J. B. Natowitz, R. Wada, K. Hagel et al. // Phys. Rev. C. — 2002. — Vol. 65. — P. 9.
- [46] Nuclear expansion with excitation / J. N. De, S. K. Samaddar, X. Viñas, M. Centelles // Phys. Lett. B. — 2006. — Vol. 638. — P. 160–165.
- [47] Weisskopf V. Statistics and Nuclear Reactions // Phys. Rev. — 1937. — Vol. 52. — P. 295–303.
- [48] Weisskopf V. F., Ewing D. H. On the yield of nuclear reactions with heavy elements // Phys. Rev. — 1940. — Vol. 57. — P. 472–485.
- [49] Fermi E. High Energy Nuclear Events // Prog. Theor. Phys. — 1950. — Vol. 5. — P. 570–583.
- [50] Spectator Nucleons in Pb+Pb Collisions at 158 A GeV / H. Appelshäuser, J. Bächler, S.J. Bailey et al. // Eur. Phys. J. A. — 1998. — Vol. 2. — P. 383–390.
- [51] Bhattacharyya Swarnapratim. A brief review on nuclear fragmentation // Int. J. Mod. Phys. E. — 2010. — Vol. 19. — P. 319–358.
- [52] Fragmentation of the Pb projectile at 158 GeV/nucleon in Pb-Pb interactions / M. L. Cherry, A. Dabrowska, P. Deines-Jones et al. // Acta Phys. Pol. B. — 1998. — Vol. 29. — P. 2155–2175.

- [53] Investigation of charge yields, charge correlations, and multifragmentation of  $^{197}\text{Au}$  and  $^{208}\text{Pb}$  projectiles at beam energies between 1.0 and 158 GeV/nucleon // Phys. Rev. C. — 2000. — Vol. 61. — P. 034903.
- [54] Fragmentation cross section of 158 A GeV Pb ions in various targets measured with CR39 nuclear track detectors / S. Cecchini, G. Giacomelli, M. Giorgini et al. // Nucl. Phys. A. — 2002. — Vol. 707. — P. 513–524.
- [55] Schuttauf A. et al. Universality of spectator fragmentation at relativistic bombarding energies // Nucl. Phys. A. — 1996. — Vol. 607. — P. 457–486.
- [56] The RHIC zero-degree calorimeters / C. Adler, A. Denisov, E. Garcia et al. // Nucl. Instr. Meth. Ser. A. — 2003. — Vol. 499. — P. 433–436.
- [57] Physics performance of the ALICE Zero Degree Calorimeter / C. Oppedisano, R. Arnaldi, E. Chiavassa et al. // Nucl. Phys. B - Proc. Supp. — 2009. — Vol. 197. — P. 206–210.
- [58] Tarafdar Sourav, Citron Zvi, Milov Alexander. A centrality detector concept // Nucl. Instr. Meth. Phys. Res., Sec. A. — 2014. — Vol. 768. — P. 170–178.
- [59] Participant and spectator scaling of spectator fragments in Au + Au and Cu + Cu collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 19.6$  and 22.4 GeV / B. Alver, B. B. Back, M. D. Baker et al. // Phys. Rev. C. — 2016. — Vol. 94. — P. 1–16.
- [60] David Christophe, Freslier Marc, Aichelin Jörg. Impact parameter determination for heavy-ion collisions by use of a neural network // Phys. Rev. C. — 1995. — Vol. 51. — P. 1453–1459.
- [61] Classification of the impact parameter in nucleus–nucleus collisions by a support vector machine method / J De Sanctis, M Masotti, M Bruno et al. // J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. — 2008. — Vol. 36. — P. 015101.
- [62] Altsybeev, Igor, Kovalenko, Vladimir. Classifiers for centrality determination in proton-nucleus and nucleus-nucleus collisions // EPJ Web Conf. — 2017. — Vol. 137. — P. 11001.



- [63] Pang Long Gang. Machine learning for high energy heavy ion collisions // Nucl. Phys. A. — 2021. — Vol. 1005. — P. 121972.
- [64] Golubeva M. B., Ivashkin A. P., Kurepin A. B. Study of nuclear fragmentation at MPD/NICA // EPJ Web of Conf. — 2017. — Vol. 138. — P. 11001.
- [65] Raniwala R., Raniwala S., Loizides C. Effects of longitudinal asymmetry in heavy-ion collisions // Phys. Rev. C. — 2018. — Vol. 97. — P. 024912.
- [66] Barrett Roger C., Jackson Daphne F. Nuclear sizes and structure. — New York : Clarendon Press, 1977. — P. 566.
- [67] Measurements of interaction cross sections and radii of He isotopes / I. Tanihata, H. Hamagaki, O. Hashimoto et al. // Phys. Lett. B. — 1985. — Vol. 160. — P. 380–384.
- [68] Hansen P G, Jensen A S, Jonson B. Nuclear halos // Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. — 1995. — Vol. 45. — P. 591–634.
- [69] Neutron density distributions deduced from antiprotonic atoms / A. Trzcńska, J. Jastrzębski, P. Lubiński et al. // Phys. Rev. Lett. — 2001. — Vol. 87. — P. 82501.
- [70] Angeli I., Marinova K. P. Table of experimental nuclear ground state charge radii: An update // At. Data Nucl. Data Tables. — 2013. — Vol. 99. — P. 69–95.
- [71] Brown B. Alex. Neutron radii in nuclei and the neutron equation of state // Phys. Rev. Lett. — 2000. — Vol. 85. — P. 5296–5299.
- [72] Origin of the neutron skin thickness of  $^{208}\text{Pb}$  in nuclear mean-field models / M. Centelles, X. Roca-Maza, X. Viñas, M. Warda // Phys. Rev. C. — 2010. — Vol. 82. — P. 054314.
- [73] Analysis of bulk and surface contributions in the neutron skin of nuclei / M. Warda, X. Viñas, X. Roca-Maza, M. Centelles // Phys. Rev. C. — 2010. — Vol. 81. — P. 054309.

- [74] Neutron Skin of  $^{208}\text{Pb}$  from Coherent Pion Photoproduction / C. M. Tarbert, D. P. Watts, D. I. Glazier et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2014. — Vol. 112. — P. 242502.
- [75] Accurate Determination of the Neutron Skin Thickness of  $^{208}\text{Pb}$  through Parity-Violation in Electron Scattering / D. Adhikari, H. Albatineh, D. Androic et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2021. — Vol. 126. — P. 172502.
- [76] Dobaczewski J., Nazarewicz W., Werner T. R. Neutron radii and skins in the Hartree-Fock-Bogoliubov calculations // *Z. Phys. A.* — 1996. — Vol. 354. — P. 27–35.
- [77] Horowitz C. J., Piekarewicz J. Neutron star structure and the neutron radius of  $^{208}\text{Pb}$  // *Phys. Rev. Lett.* — 2001. — Vol. 86. — P. 5647.
- [78] Isospin asymmetry in nuclei and neutron stars / A. W. Steiner, M. Prakash, J. M. Lattimer, P. J. Ellis // *Phys. Rep.* — 2005. — Vol. 411. — P. 325–375.
- [79] Effects of neutron skin thickness in peripheral nuclear reactions / De Qing Fang, Yu Gang Ma, Xiang Zhou Cai et al. // *Chin. Phys. Lett.* — 2011. — Vol. 28. — P. 10–13.
- [80] Neutron removal cross section as a measure of neutron skin / D. Q. Fang, Y. G. Ma, X. Z. Cai et al. // *Phys. Rev. C.* — 2010. — Vol. 81. — P. 047603.
- [81] Yan Ting-Zhi, Li Shan. Impact parameter dependence of the yield ratios of light particles as a probe of neutron skin // *Nucl. Sci. Tech.* — 2019. — Vol. 30. — P. 43.
- [82] Peeling Off Neutron Skins from Neutron-Rich Nuclei: Constraints on the Symmetry Energy from Neutron-Removal Cross Sections / T. Aumann, C. A. Bertulani, F. Schindler, S. Typel // *Phys. Rev. Lett.* — 2017. — Vol. 119. — P. 262501.
- [83] Bertulani C. A., Valencia J. Neutron skins as laboratory constraints on properties of neutron stars and on what we can learn from heavy ion fragmentation reactions // *Phys. Rev. C.* — 2019. — Vol. 100. — P. 015802.

- [84] De Somnath. The effect of neutron skin on inclusive prompt photon production in Pb + Pb collisions at Large Hadron Collider energies // *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* — 2017. — Vol. 44. — P. 045104.
- [85] Paukkunen Hannu. Neutron skin and centrality classification in high-energy heavy-ion collisions at the LHC // *Phys. Lett. B.* — 2015. — Vol. 745. — P. 73–78.
- [86] Alvioli M., Strikman M. Spin-isospin correlated configurations in complex nuclei and neutron skin effect in  $W^\pm$  production in high-energy proton-lead collisions // *Phys. Rev. C.* — 2019. — Vol. 100. — P. 024912.
- [87] The zero degree calorimeters for the ALICE experiment / G. Puddu, R. Arnaldi, E. Chiavassa et al. // *Nucl. Inst. Meth. Ser. A.* — 2007. — Vol. 581. — P. 397–401.
- [88] Probing neutron-skin thickness with free spectator neutrons in ultracentral high-energy isobaric collisions / Lu-Meng Liu, Chun-Jian Zhang, Jia Zhou et al. — 2022. — 2203.09924.
- [89] Dmitrieva Uliana, Pshenichnov Igor. On the performance of Zero Degree Calorimeters in detecting multinucleon events // *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res., Ser. A.* — 2018. — Vol. 906. — P. 114–119.
- [90] Initial-state anisotropies and their uncertainties in ultrarelativistic heavy-ion collisions from the Monte Carlo Glauber model / M. Alvioli, H. Holopainen, K. J. Eskola, M. Strikman // *Phys. Rev. C.* — 2012. — Vol. 85. — P. 034902.
- [91] Alvioli M., Strikman M. Beam fragmentation in heavy ion collisions with realistically correlated nuclear configurations // *Phys. Rev. C.* — 2011. — Vol. 83. — P. 044905.
- [92] Alvioli M., Drescher H., Strikman M. A Monte Carlo generator of nucleon configurations in complex nuclei including nucleon–nucleon correlations // *Phys. Lett. B.* — 2009. — Vol. 680. — P. 225–230.
- [93] Padilla-Rodal E. On the measurement of quadrupole moments of radioactive nuclei // *J. Phys. Conf. Ser.* — 2011. — Vol. 322. — P. 012004.

- [94] Raman S., Nestor C.W., Tikkanen P. Transition probability from the ground to the first-excited  $2+$  state of even–even nuclides // *At. Data Nucl. Data Tables*. — 2001. — Vol. 78. — P. 1–128.
- [95] Ishkhanov B. S., Orlin V. N. Employing a spheroidal global potential to estimate the quadrupole deformation of nuclei // *Phys. At. Nucl.* — 2005. — Vol. 68. — P. 1352–1371.
- [96] Dipole giant resonances in deformed heavy nuclei / J. A. Maruhn, P. G. Reinhard, P. D. Stevenson et al. // *Phys. Rev. C*. — 2005. — Vol. 71. — P. 064328.
- [97] Somà Vittorio. From the liquid drop model to lattice QCD // *Eur. Phys. J. Plus*. — 2018. — Vol. 133. — P. 1–22.
- [98] Varlamov V.V., Chesnokov V.V., Komarov S.Yu. Centre for Photonuclear Experiments Data: Chart of Nuclear Shape and Size Parameters.
- [99] Stránský P., Frank A., Bijker R. On prolate shape predominance in nuclear deformation // *J. Phys. Conf. Ser.* — 2011. — Vol. 322. — P. 012018.
- [100] Filip P. Elliptic flow in central collisions of deformed nuclei // *Phys. Atom. Nucl.* — 2008. — Vol. 71. — P. 1609–1618.
- [101] Haque Md. Rihan, Lin Zi-Wei, Mohanty Bedangadas. Multiplicity, average transverse momentum, and azimuthal anisotropy in U+U collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 200$  GeV using a multiphase transport model // *Phys. Rev. C*. — 2012. — Vol. 85. — P. 034905.
- [102] Azimuthal Anisotropy in U+U and Au+Au Collisions at RHIC / L. Adamczyk, J. K. Adkins, G. Agakishiev et al. // *Phys. Rev. Lett.* — 2015. — Vol. 115.
- [103] Collision geometry and flow in uranium + uranium collisions / Andy Goldschmidt, Zhi Qiu, Chun Shen, Ulrich Heinz // *Phys. Rev. C*. — 2015. — Vol. 92. — P. 044903.
- [104] Giacalone Giuliano. Elliptic flow fluctuations in central collisions of spherical and deformed nuclei // *Phys. Rev. C*. — 2019. — Vol. 99. — P. 1–10.

- [105] Giacalone Giuliano. Observing the Deformation of Nuclei with Relativistic Nuclear Collisions // Phys. Rev. Lett. — 2020. — Vol. 124. — P. 202301.
- [106] Bairathi Vipul, Haque Md. Rihan, Mohanty Bedangadas. Selecting specific initial configurations using spectator neutrons in U + U collisions // Phys. Rev. C. — 2015. — Vol. 91. — P. 054903.
- [107] Acharya S., et al. Anisotropic flow in Xe–Xe collisions at  $\sqrt{s_{NN}}=5.44$  TeV // Phys. Lett. B. — 2018. — Vol. 784. — P. 82–95.
- [108] Chatterjee Sandeep, Tribedy Prithwish. Separation of flow from the chiral magnetic effect in U + U collisions using spectator asymmetry // Phys. Rev. C. — 2015. — Vol. 92. — P. 1–5.
- [109] Fukushima Kenji, Kharzeev Dmitri E., Warringa Harmen J. Chiral magnetic effect // Phys. Rev. D. — 2008. — Vol. 78. — P. 074033.
- [110] Citron Z., Dainese A., Grosse-Oetringhaus J. F. et al. Future physics opportunities for high-density QCD at the LHC with heavy-ion and proton beams. — 2018. — 1812.06772.
- [111] Bijker R., Iachello F. Evidence for Tetrahedral Symmetry in  $^{16}\text{O}$  // Phys. Rev. Lett. — 2014. — Vol. 112. — P. 152501.
- [112] Tetrahedral symmetry in the ground state of  $^{16}\text{O}$  / X. Wang, G. Dong, Z. Gao et al. // Phys. Lett. B. — 2019. — Vol. 790. — P. 498–501.
- [113] Zuker A., Buck B., McGrory J. Structure of  $^{16}\text{O}$  // Phys. Rev. Lett. — 1968. — Vol. 21. — P. 39–43.
- [114] Dumbrajs O. Analyticity and model-independent determination of the nuclear charge density // Phys. Rev. C. — 1980. — Vol. 21. — P. 1677–1679.
- [115] Owen Art B. Monte Carlo theory, methods and examples. — 2013. — Access mode: <https://artowen.su.domains/mc>.
- [116] ALICE luminosity determination for Pb–Pb collisions at  $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$  TeV / S. Acharya, D. Adamová, A. Adler et al. — 2022. — 2204.10148.

- [117] The NUBASE2020 evaluation of nuclear physics properties / F. G. Kondev, M. Wang, W. J. Huang et al. // Chin. Phys. C. — 2021. — Vol. 45.