

# КЛАСТЕРИЗАЦИЯ В ДИССОЦИАЦИИ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЯДЕР $^{10}\text{C}$

**Маматкулов Кахрамон Зиядуллаевич<sup>1</sup>, Бекмирзаев Рахматулла Нурмурадович<sup>2</sup>, Мустафоева Маржона Илхом кизи<sup>3</sup>, Курбанбеков Хасан Урол угли<sup>3</sup>**

<sup>1</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна, Россия. e-mail: hero170184@mail.ru. <sup>2</sup>Джизакский государственный педагогический институт, <sup>3</sup>Студенты Джизакского государственного педагогического института Республика Узбекистан. e-mail: bekmirzaev@mail.ru

**Аннотация.** Представлены особенности периферической диссоциации релятивистских ядер  $^{10}\text{C}$  с энергией 1.2 А ГэВ в ядерной фотозмульсии. Идентифицировано событие, которое в структуре ядра  $^{10}\text{C}$  основной роль играет нестабильное ядро  $^8\text{Be}$ , проявляющиеся в каскадной диссоциации  $^{10}\text{C} \rightarrow ^9\text{B} + p \rightarrow ^8\text{Be} + 2p$ . Распады релятивистских ядер  $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$  через основное состояние  $0^+$  идентифицируются по энергии возбуждения  $\alpha$ -частичных пар ( $Q_{2\alpha}$ ).

**Ключевые слова.** Ядра, эмульсия, диссоциация, топология, протон, нейтрон, заряд, ускоритель, релятивистская ядра.

\*\*\*

## $^{10}\text{C}$ релятивистик ядролар диссоциациясида кластеризация

**Аннотация.** 1.2 А ГэВ энергияли ядровий фотозмульсияларда  $^{10}\text{C}$  релятивистик ядролар периферик диссоциацияси хусусиятлари келтирилган.  $^{10}\text{C} \rightarrow ^9\text{B} + p \rightarrow ^8\text{Be} + 2p$  каскадли диссоциацияларда ҳосил бўлувчи  $^8\text{Be}$  нотурғун ядролар асосий роль ўйнавчи  $^{10}\text{C}$  ядролар тузилишларидаги ҳодисалар идентификацияланган. Асосий  $0^+$  ҳолат орқали релятивистик ядролар  $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$  емирилиши  $\alpha$ -зарралар жуфтлиги ( $Q_{2\alpha}$ ) уйғониши энергияси бўйича идентификация қилинади.

**Калит сузлар.** Ядро, эмульсия, диссоциация, топология, протон, нейтрон, заряд, тезлатгич, релятивист ядро.

\*\*\*

## Clustering in relativistic dissociation of $^{10}\text{C}$ nuclei

**Annotation.** The dissociation features in nuclear track emulsion of  $^{10}\text{C}$  nuclei of 1.2 A GeV energy are presented. The structure of the nucleus  $^{10}\text{C}$  role foundations play an unstable nucleus  $^8\text{Be}$ , which appear in the cascade of dissociation of  $^{10}\text{C} \rightarrow ^9\text{B} + p \rightarrow ^8\text{Be} + 2p$ . Decays of relativistic nuclei  $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$  via the ground state  $0^+$  are identified by excitation energy  $\alpha$ -particle pairs ( $Q_{2\alpha}$ ).

**Key words.** Nucleus, emulsions, dissociation, topology, proton, neutron, charge, accelerator, relativistic nucleus.

## ВВЕДЕНИЕ

Понятия барионной материи в холодной разбавленной фазе с кластеризации нуклонов в легких ядер  $^4\text{He}$ ,  $^3\text{He}$ ,  $^2\text{H}$  и  $^3\text{H}$  были разработаны в последние десять лет. Теоретические разработки осуществляются в этом направлении ориентировать на изучение кластера

групп как целостных систем квантовой и дать мотивацию к новому поколению экспериментов на кластере спектроскопии. Поскольку макроскопических состояний кластера может играть роль промежуточной фазы в астрофизических процессах, эти исследования предположить значению, выходящих за рамки ядерной проблемы структуры.

Метод ядерной фотоэмульсии обеспечивает уникальную по полноте наблюдаемость множественных систем релятивистских фрагментов, образующихся при диссоциации с рекордным пространственным разрешением (0,5 мкм). Приблизительные сохранения начального импульса на нуклон релятивистских фрагментов, используется в кинематический анализ событий, чтобы компенсировать отсутствие импульса измерений. Физический смысл имеет энергия возбуждения  $\alpha$  – пары  $Q_{2\alpha} = M_{2\alpha}^* - M_{2\alpha}$ , где  $M_{2\alpha}^*$  – инвариантная масса системы фрагментов  $M^{*2} = (\sum P_j)^2 = \sum (P_i \cdot P_k)$ , а  $P_{i,k}$  – 4-импульсы фрагментов  $i$  и  $k$ , определяемые в приближении сохранения значения первичного импульса на нуклон;  $M_{2\alpha}$  – удвоенная масса  $\alpha$ -частицы.

В узкие струи легких и легчайших ядер с суммарным зарядом, близким к заряду начального ядра, а наиболее периферические из них не сопровождаются образованием фрагментов мишени. События такого типа, так называемые «белые звезды», составляют несколько процентов среди наблюдаемых взаимодействий. Степень диссоциации легких O, Ne, Mg и Si, и, а также тяжелых Au, Pb и U ядер может достигать полного разрушения к легким и легчайшим ядрам и нуклонам, в результате приводит к кластерным системам беспрецедентной сложности. Динамики диссоциации тяжелых ядер может быть основано на особенностях диссоциации, установленных для легких ядер. Обширная коллекция фотографий таких взаимодействий собрано в сотрудничестве БЕККЕРЕЛЬ.

Несмотря на то, что потенциал релятивистского подхода к изучению ядерной кластеризации признано давно, электронные эксперименты не сможет приблизиться к необходимости детального наблюдения релятивистских ансамблей фрагмента.

### КОГЕРЕНТНАЯ ДИССОЦИАЦИЯ ЯДЕР $^{10}\text{C}$

Ядро  $^{10}\text{C}$  является единственным примером системы, которая обладает супербороминскими свойствами (super-boromean), поскольку удаление из него одного из четырех кластеров в структуре  $2\alpha + 2p$  (порог 3.8 МэВ) ведет к несвязанному состоянию. Двухкластерные структуры в ядре  $^{10}\text{C}$  в виде ядер  $^7\text{Be} + ^3\text{He}$  или в виде ядра  $^8\text{B} + ^2\text{H}$  маловероятны из-за большой энергии связи. В случае одного внешнего протона центральной частью ядра должно служить нестабильное ядро  $^9\text{B}$ . В другой возможной структуре с двумя внешними протонами центральная часть ядра представляет нестабильное

ядро  ${}^8\text{Be}$ . Такие структуры, по-видимому, по динамике должны быть сходны с бороминовскими структурами нейтроноизбыточных ядер. Диссоциация ядра  ${}^{10}\text{C}$  может происходить путем каскадных распадов с образованием в промежуточном состоянии нестабильных промежуточных ядер  ${}^9\text{B}$ ,  ${}^8\text{Be}$  и  ${}^6\text{Be}$ . В таких распадах в конечном состоянии образуются по четыре заряженных фрагмента.

Генерация ядер  ${}^{12}\text{N}$  и  ${}^{10}\text{C}$  возможно в реакциях перезарядки и фрагментации ускоренных ядер  ${}^{12}\text{C}$ . Пучок ядер  ${}^{12}\text{C}$  с импульсом 2 А ГэВ/с был ускорен на нуклотроне ОИЯИ и выведен на производящую мишень (2006 г.). Амплитудный спектр со сцинтилляционного счётчика, установленного на этом месте, указывает на преобладание изотопов  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^7\text{Be}$ ,  ${}^{10}\text{C}$ , а также на примесь ядер  ${}^{12}\text{N}$ , и практическое отсутствие ядер  ${}^8\text{B}$  [12]. Вклад ядер  ${}^{12}\text{N}$  мал по отношению к ядрам  ${}^{10}\text{C}$ , согласно отношению сечений перезарядки и фрагментации. В составе пучка присутствуют и ядра  ${}^7\text{Be}$ , у которых отличие по  $Z_{\text{pr}}/A_{\text{pr}}$  от  ${}^{12}\text{N}$  только 2%. Идентификация ядер  ${}^{12}\text{N}$ ,  ${}^{10}\text{C}$  и  ${}^7\text{Be}$  в облученной эмульсии возможна по зарядам пучковых ядер, определяемых методом счёта дельта ( $\delta$ ) –электронов на пучковых следах. Начальный этап просмотра эмульсионных слоев состоял в визуальном поиске пучковых следов с зарядами  $Z_{\text{pr}} = 1, 2$  и  $Z_{\text{pr}} > 2$ , которые отношение числа пучковых следов составило  $\approx 1 : 3 : 18$ . Для сравнения: в случае облучения ядрами  ${}^9\text{C}$  это отношение составило  $\approx 1 : 10 : 1$ . Таким образом, в настоящем облучении вклад ядер  ${}^3\text{He}$  резко снизился, что радикально подняло эффективность облучения и скорость поиска событий.

**Таблица 1.** Распределение по каналам диссоциации числа «белых» звезд  $N_{\text{ws}}$  и событий с фрагментами мишени или рожденными мезонами  $N_{\text{tf}}$ , для которых выполняется условие  $\sum Z_{\text{fr}} = 6$ .

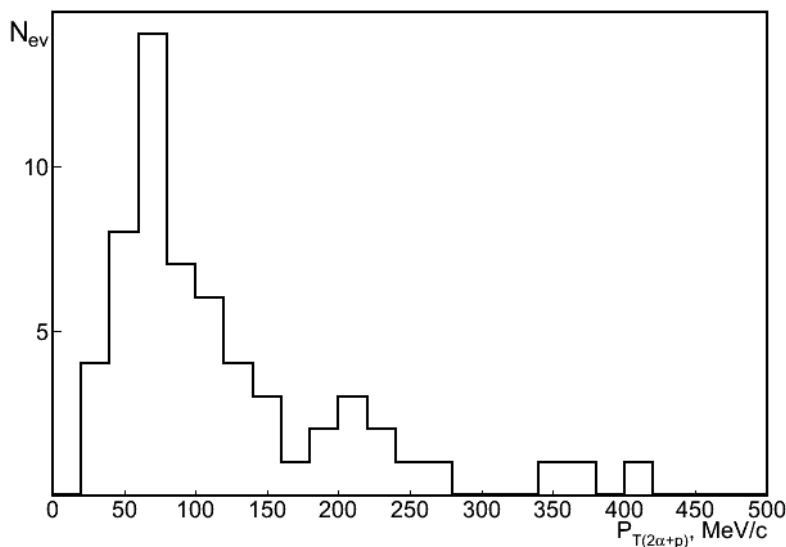
Канал ( ${}^{10}\text{C}$ )	$N_{\text{ws}}=227$	100%	$N_{\text{tf}}=627$	100%
B+H	1	0.4	12	1.9
Li+3H	1	0.4	2	0.3
Be + He	6	2.6	17	2.7
<b>2He+2H</b>	<b>186</b>	<b>81.9</b>	<b>361</b>	<b>57.6</b>
He+4H	12	5.3	160	25.5
3He	12	5.3	15	2.4
6H	9	4.0	30	4.8

В табл.1. приведено распределение по каналам диссоциации числа «белых» звезд  $N_{\text{ws}}$ , для которых выполняется условие  $Z_{\text{pr}} = \sum Z_{\text{fr}}$  и  $\sum Z_{\text{fr}} = 6$ . Для случая  $\sum Z_{\text{fr}} = 6$  такое условие проверено в 12 слоях при калибровке. Наиболее вероятный канал представлен 184 событиями  $2\text{He} + 2\text{H}$ , что и следовало ожидать для изотопа  ${}^{10}\text{C}$ . Канал  $\text{He} + 4\text{H}$  оказался подавленным.

Действительно, для периферической диссоциации  $^{10}\text{C}$  требуется преодоление высокого порога развала  $\alpha$  – кластера.

### УГЛОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

«Белые звезды»  $^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha + 2p$  (табл. 1) дают пару наблюдаемых следов с малым угловым отклонением относительно следа первичного ядра. В результате измерений были получены средние значения полярных углов вылета :  $\langle\theta_p\rangle \approx 45$  мрад – для протонов и  $\langle\theta_\alpha\rangle \approx 15$  мрад – для  $\alpha$  частиц. Угловые измерения позволяют с хорошей точностью восстановить спектры поперечных импульсов  $P_T$  по формуле  $P_T = P_0 A \sin\theta$ , где  $A$  – массовое число фрагмента,  $\theta$  – угол его вылета, а  $P_0$  – импульс на нуклон  $^{10}\text{C}$  ( $P_0 = 2.0 A$  ГэВ/с). На рис.1 представлено распределение по  $\langle P_T(^9\text{B} \rightarrow 2\alpha + p) \rangle = 120.5 \pm 10.9$  МэВ/с, при RMS 83.78 МэВ/с. А среднее значение  $P_T$  для протонов в канале  $^9\text{B} \rightarrow 2\alpha + p$ ,  $\langle P_T(p) \rangle = 26.4 \pm 2.1$  МэВ/с, при RMS 16.2 МэВ/с.



**Рис.1.**

Распределение по суммарному поперечному импульсу  $P_T(^9\text{B})$  троек  $2\alpha$

+  $p$ , рожденных в «белых звездах»  $^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha + 2p$ .

### РАСПАДЫ НЕСТАБИЛЬНЫХ ЯДЕР $^8\text{Be}$ И $^9\text{Be}$

В структуре ядра  $^{10}\text{C}$  роль основы играет нестабильное ядро  $^8\text{Be}$ , что должно проявиться в диссоциации  $^{10}\text{C} \rightarrow ^8\text{Be} + 2p$ . Распады релятивистских ядер  $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$  через основное состояние  $0^+$  идентифицируются по принадлежности  $\alpha$  – частичных пар к характерной области наименьших углов разлёта  $\Theta_{2\alpha}$ , ограниченной при импульсе 2 АГэВ/с условием  $\Theta_{2\alpha} < 10.5$  мрад [4].

Распределение по энергии возбуждения  $\alpha$ -частичных пар  $Q_{2\alpha}$  184 «белых» звезд  $2\alpha+2p$  представлено на рис. 2(а). Из них для 59 событий  $Q_{2\alpha}$  не превышает 1 МэВ (вставка на рис. 2(а)). Среднее значение  $\langle Q_{2\alpha} \rangle$  составляет  $86.7 \pm 7.08$  кэВ при среднеквадратичном рассеянии  $\sigma \approx 52.4$  кэВ, что отвечает распадам основного состояния ядра  $^8\text{Be}$ . Относительная доля этих распадов соответствует случаям соседних кластерных ядер.

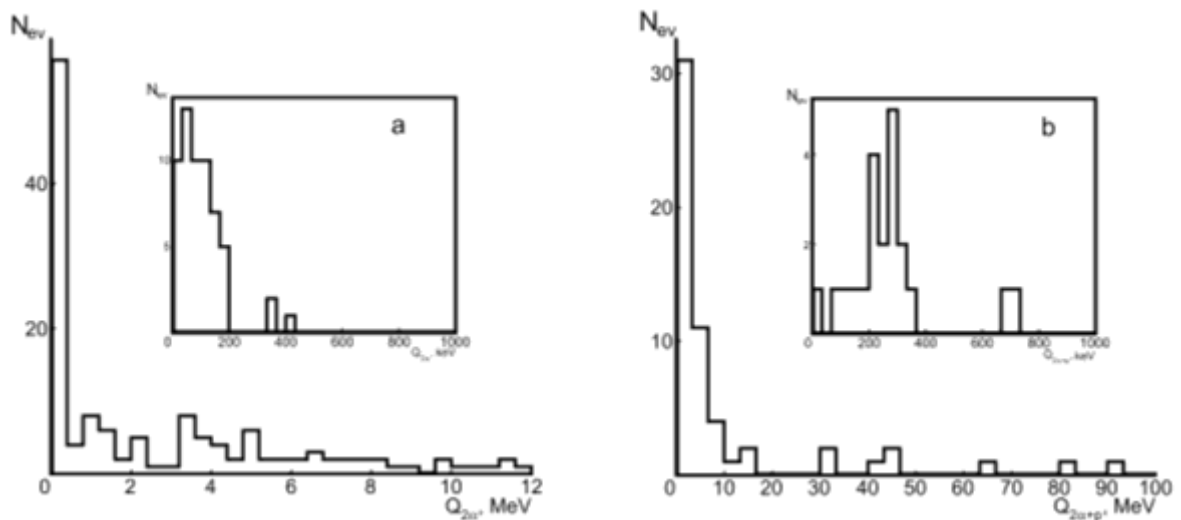


Рис. 2. Распределение числа «белых» звезд  $N_{ws}$  топологии  $2\alpha + 2p$  по энергии возбуждения:  $Q_{2\alpha}$  пар  $\alpha$ -частиц; на вставке – увеличенное распределение  $Q_{2\alpha}$  (a);  $Q_{2\alpha+p}$  троек  $2\alpha + p$ ; на вставке – увеличенное распределение  $Q_{2\alpha+p}$  (b).

Другим продуктом когерентной диссоциации ядра  $^{10}\text{C}$  должно быть нестабильное ядро  $^9\text{B}$ . На рис. 2(b) представлено распределение 184 «белых» звезд  $2\alpha + 2p$  по энергии возбуждения  $Q_{2\alpha+p}$ , определенной по разнице инвариантной массы тройки фрагментов  $2\alpha+p$  и массой протона и удвоенной массой  $\alpha$ -частицы. В 59 событиях величина  $Q_{2\alpha}$  для одной из двух комбинаторно возможных троек  $\alpha + \alpha + p$  также не превышает 1 МэВ (вставка на рис. 2(b)). Среднее значение  $\langle Q_{2\alpha} \rangle$  составляет  $254 \pm 18$  кэВ при среднеквадратичном рассеянии  $\sigma \approx 96$  кэВ. Эти величины соответствуют распаду основного состояния ядра  $^9\text{B}$  по каналу  $p + ^8\text{Be} (0^+)$  с известными значениями энергии 185 кэВ и ширины  $(0.54 \pm 0.21)$  кэВ. В распределении  $Q_{2\alpha} < 1$  МэВ и  $Q_{2\alpha+p} < 1$  МэВ имеется четкая корреляция в образования в основных состояниях ядер  $^8\text{Be}$  и  $^9\text{B}$ . Можно отметить образование одного события  $2\alpha + 2p$  со значениями  $Q_{2\alpha+p}$  равным 0.23 и 0.15 кэВ, т.е. обе тройки одновременно соответствуют распаду ядра  $^9\text{B}$ . В качестве примера на рис.3 приведена микрофотография события фрагментации ядра в канале  $^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha + 2p$ . Во всех остальных случаях образования ядра  $^9\text{B}$  второе из двух возможных значений  $Q_{2\alpha+p}$  имеет величину больше 1 МэВ. Кроме того, был изучены возбуждения  $\alpha + 2p$  на оставшейся статистике «белых» звезд  $2\alpha + 2p$  без распадов  $^9\text{B}$ . В спектре  $Q_{\alpha+2p}$  не наблюдается явный сигнал от распадов основного и первого возбужденного состояния нестабильного ядра  $^6\text{Be}$ , его оценке вклада не превышает 20%. Этот аспект заслуживает во внимание дальнейшего анализа угловых корреляций с протоном.

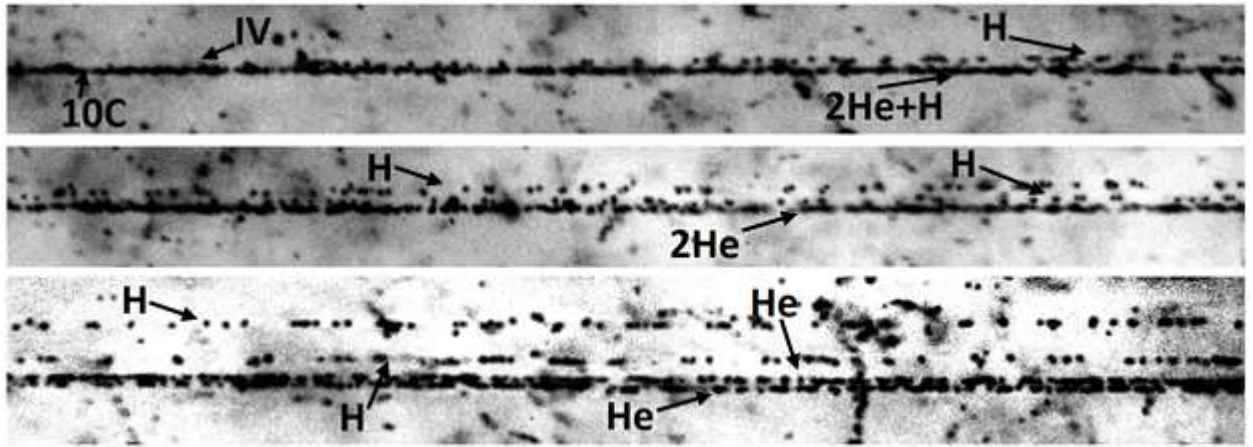


Рис. 3. Микрофотография «белой звезды»  $^{10}\text{C} \rightarrow 2\text{He} + 2\text{H}$ . На верхней фотографии видна вершина диссоциации (IV) и струя фрагментов в узком конусе; при продвижении вдоль струи различаются релятивистских фрагменты He и H.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Распределение по зарядовой топологии указывает на лидирующую роль канала с зарядовой конфигурацией  $^{10}\text{C} \rightarrow 2\alpha + 2p$  (184 события).

В практическом плане, анализ угловых корреляций подтверждает вывод о доминировании в пучке ядер  $^{10}\text{C}$ . В образовании диссоциации ядер  $^{10}\text{C}$  ядер  $^8\text{Be}$  носит каскадный характер  $^{10}\text{C} \rightarrow ^9\text{B} \rightarrow ^8\text{Be}$ . Отсутствует заметный вклад от распадов  $^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$  через возбужденное состояние  $2^+$ , что качественно отличает ядро  $^{10}\text{C}$  от  $^9\text{Be}$ . В случае ядра  $^9\text{B}$  вклады состояний  $0^+$  и  $2^+$  ядра  $^8\text{Be}$  в  $^9\text{Be} \rightarrow ^8\text{Be}$  оказались близкими и соответствующими весам этих состояний магнитного момента ядра  $^9\text{Be}$ .

Состояние  $2^+$  ядра  $^8\text{Be}$  не дает вклада в основное состояние ядра  $^{10}\text{C}$ , а его основу составляет только протяженное состояние  $0^+$ . Спаренные протоны могут иметь значение ковалентной пары в молекулярно-подобной системе  $^{10}\text{C}$  с двуцентровым потенциалом  $\alpha + 2p + \alpha$ . Проверка таких предположений будет выполнена при анализе корреляций в парах  $2p$ ,  $2\alpha$  и  $\alpha p$ , а затем и для более сложных конфигураций с нестабильными ядрами  $p + ^9\text{B}$ ,  $2p + ^8\text{Be}$  и  $\alpha + ^6\text{Be}$ .

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Н. П. Андреева и др., ЯФ 68, 484 (2005) [N. P. Andreeva et al., Phys. Atom. Nucl. 68, 455(2005)]; N. P. Andreeva et al., nucl-ex/0605015.
2. The BECQUEREL Project, <http://becquerel.jinr.ru/>.
3. Н. Г. Пересадько и др., ЯФ 70, 1226 (2007) [N. G. Peresadko et al., Phys. Atom. Nucl. 70, 1266 (2007)]; nucl-ex/0605014.
4. Д. А. Артеменков и др., ЯФ 70, 1222 (2007) [D. A. Artemenkov et al., Phys. Atom. Nucl. 70, 1226 (2007)]; nucl-ex/0605018.

5. Р. Станоева и др., ЯФ 72, 731 (2009) [R. Stanoeva et al., Phys. of At. Nucl. 72, 690 (2009)]; arXiv: 0906.4220.
6. D. O. Krivenkov et al., NATO Science for Peace and Security, Series -B: Progress in High-Energy Physics and Nuclear Safety, Ed. By C. Begun et al. (Springer/2009), p. 149; arXiv: 0811.1880.
7. P. A. Rukoyatkin, L. N. Komolov, R. I. Kukushkina, V. N. Ramzhin, P. I. Zarubin, EPJ ST 162, 267(2008).
8. Т. В. Щедрина и др., ЯФ 70, 1271(2007) [Т. V. Shchedrina et al., Phys. Atom. Nucl. 70, 1230 (2007)]; arXiv: nucl-ex/0605022.
9. М. И. Адамович и др., ЯФ 62, 1461 (1999) [М. I. Adamovich et all., Phys. Atom. Nucl. 62, 1378 (1999)].
10. Р. Р. Каттабеков, К. З. Маматкулов и др. «Облучение ядерной эмульсии в смешанном пучке релятивистских ядер  $^{12}\text{N}$ ,  $^{10}\text{C}$  и  $^7\text{Be}$ », Ядерна физика, 73, 2166-2171 (2010).
11. Зайцев, А. А., Артеменков, Д. А., Браднава, В., Зарубин, П. И., Зарубина, И. Г., Каттабеков, Р. Р., ... & Фиру, Е. (2017). Диссоциация релятивистских ядер  $^{10}\text{B}$  в ядерной эмульсии. *Физика элементарных частиц и атомного ядра*, 48(6), 919-924.
12. Якимчук, Д. В., Канюков, Е. Ю., Демьянов, С. Е., Бундюкова, В. Д., Дейнак, А. В., Макоед, И. И., ... & Сиваков, В. (2017). Зависимость сигнала гигантского комбинационного рассеяния света от формы серебряных наноструктур, выращенных в порах  $\text{SiO}_2/\text{n-Si}$ -шаблона. *Приборы и методы измерений*, 8(3).
13. Рудных, С. К., Воробьева, М. Ю., Маматкулов, К. З., & Арзуманян, Г. М. (2019). Структурно-функциональные особенности и колебательная спектроскопия фосфолипидов. In *VI Международная конференция молодых ученых: биофизиков, биотехнологов, молекулярных биологов и вирусологов* (pp. 601-602).
14. Абдаминов, А. Б., Набиев, Б. Э. О., Бекмирзаев, Р. Н., Бекмирзаева, Х. У., & Маматкулов, К. З. (2019). Образование барионных резонансов в адрон-ядерных и ядро-ядерных соударениях при высоких энергиях. In *Труды конференции-конкурса молодых физиков* (Vol. 25, No. S2, pp. 5-7). Общество с ограниченной ответственностью Издательский дом Московского физического общества.
15. Синдоров, Б. А., Аликулов, С. С., Бекмирзаев, Р. Н., Зарубин, П. И., & Маматкулов, К. З. (2016). Фрагментация релятивистских радиоактивных ядер  $^{10}\text{C}$  в ядерной фотоэмульсии. In *Труды конференции-конкурса молодых физиков* (Vol. 22, No. 1S, pp. 69-71). Общество с ограниченной

ответственностью Издательский дом Московского физического общества.

16. Каттабеков, Р. Р., Маматкулов, К. З., & Аликулов, С. С. (2013). Когерентная диссоциация релятивистских ядер  $^{12}\text{N}$ . *Ядерная физика*, 76(10), 1281-1285.
17. Маматкулов, К. З. (2011). Диссоциация релятивистских ядер  $^{10}\text{C}$  в ядерной фотоэмульсии. *Доклады Академии наук Республики Узбекистан*, (5), 43-47.