

ПОИСК РАСПАДОВ ЯДРА ${}^9\text{B}$ И СОСТОЯНИЯ ХОЙЛА В ДИССОЦИАЦИИ ЯДЕР ${}^{14}\text{N}$

Е. Мицова¹, А. А. Зайцев^{1,}, Д. А. Артеменков¹,
Н. К. Корнегруца¹, В. В. Русакова¹, Р. Станоева^{2,3},
П. И. Зарубин¹, И. Г. Зарубина¹*

¹ Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

² Юго-Западный университет «Неофит Рильский», Благоевград, Болгария

³ Институт ядерных исследований и ядерной энергетики, София

Представлены первые результаты анализа определения вклада распадов нестабильных ядер ${}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{B}$ и 3α -состояния Хойла в диссоциацию ${}^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} (+\text{H})$. В качестве материала исследования используются слои ядерной эмульсии, продольно облученные ядрами ${}^{14}\text{N}$ с импульсом 2,9А ГэВ/с на нуклотроне ОИЯИ. В предположении сохранения фрагментами He и H импульса на нуклон первичного ядра эти нестабильные состояния идентифицируются по минимальной инвариантной массе, вычисляемой по углам испускания фрагментов.

First results of an analysis to determine contribution of decays of the unstable ${}^8\text{Be}$ and ${}^9\text{B}$ nuclei and the Hoyle 3α -state to dissociation of ${}^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} (+\text{H})$ are presented. As the research material, layers of nuclear track emulsion longitudinally exposed to 2.9A GeV/c ${}^{14}\text{N}$ nuclei at the JINR Nuclotron are used. Under the assumption that the He and H fragments retain momentum per nucleon of the primary nucleus, these unstable states are identified by the invariant mass calculated from the emission angles of the fragments.

PACS: 21.45+v; 23.60+e; 25.10+s

ВВЕДЕНИЕ

В области предельной фрагментации значение первичной энергии или состав мишени не влияет на проявление кластерных свойств исследуемых ядер. Изучение методом ядерной эмульсии (ЯЭ) состава релятивистской диссоциации легких ядер в эксперименте БЕККЕРЕЛЬ указывает на вклад распадов нестабильных ядер ${}^8\text{Be} \rightarrow 2\alpha$ и ${}^9\text{B} \rightarrow {}^8\text{Be}p$, а также 3α -распада состояния Хойла (HS) [1, 2]. Вслед за его идентификацией в релятивистской диссоциации ядра ${}^{12}\text{C}$ HS проявилось в случае ${}^{16}\text{O}$ как нестабильное 3α -ядро, аналогичное ${}^8\text{Be}$. Согласно ширинам ${}^8\text{Be}$ (5,6 эВ), ${}^9\text{B}$ (540 эВ) и HS (9,3 эВ) [3] их распады происходят за времена, на

* E-mail: zaicev@lhe.jinr.ru

несколько порядков превышающие время релятивистской реакции. Минимальная энергия распада ${}^8\text{Be}$ (92 кэВ), ${}^9\text{В}$ (185 кэВ) и HS (378 кэВ) [3] проявляется в наименьших углах раскрытия пары и троек фрагментов He и H , выделяя их на фоне других продуктов фрагментации.

Инвариантная масса системы релятивистских фрагментов определяется как сумма всех произведений 4-импульсов $P_{i,k}$ фрагментов $M^{*2} = \sum (P_i \cdot P_k)$. Вычитание массы суммы масс фрагментов $Q = M^* - M$ удобно для представления. Компоненты $P_{i,k}$ определяются в приближении сохранения фрагментами начального импульса на нуклон. Зачастую достаточно предположить соответствие $\text{He} - {}^4\text{He}$ и $\text{H} - {}^1\text{H}$, поскольку в случае стабильных ядер установленные вклады ${}^3\text{He}$ и ${}^2\text{H}$ не превышают 10%. Это упрощение, используемое далее, особенно справедливо в случае чрезвычайно узких распадов ${}^8\text{Be}$ и ${}^9\text{В}$. В предположении сохранения фрагментами импульса на нуклон первичного ядра нестабильные состояния идентифицируются по минимальной инвариантной массе, вычисляемой по углам испускания фрагментов He и H . Тогда для их отбора оказывается достаточным ввести ограничение нескольких сот килоэлектронвольт на инвариантную массу конечных пар и троек фрагментов (за вычетом полной массы последних).

Будучи независим от начальной энергии и множественности диссоциации, разработанный подход позволяет единообразно исследовать роль нестабильных ядер как элементов кластерной структуры легких ядер. Более того, возникает перспектива поиска ядерно-молекулярных состояний с электромагнитными ширинами, таких как ${}^9\text{Вр}$, ${}^9\text{В}\alpha$ и HSр , продуктами α -частичного или протонного распада которых могли бы служить HS или ${}^9\text{В}$ и в итоге ${}^8\text{Be}$. Тем самым возникает перспектива «распутывания в обратном порядке» каскадных распадов на фоне других продуктов ядерной диссоциации.

Материалом такого исследования могут служить слои ЯЭ, продольно облученные ядрами ${}^{14}\text{N}$ с импульсом 2,9А ГэВ/с на нуклотроне ОИЯИ в 2004 г. Ранее была установлена зарядовая топология диссоциации ${}^{14}\text{N}$, а вклад ${}^8\text{Be}$ оценен в 25–30% [4]. Актуальным вопросом остается роль ${}^9\text{В}$ и HS . Ядро ${}^{14}\text{N}$ вслед за ${}^{10}\text{В}$ принадлежит к крайне малому числу стабильных нечетно-нечетных ядер (также ${}^2\text{H}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^{50}\text{V}$). Возможно сходство кластерной картины диссоциации этих ядер в целом и образование нестабильных ядер в частности. Данные по диссоциации ядра ${}^{10}\text{В}$, полученные на основе облучения на нуклотроне в 2002 г., дают наиболее близкую возможность проверки и сравнения [5]. Развитие анализа в этом направлении представлено далее.

ПОИСК И ИЗМЕРЕНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Поиск событий фрагментации проведен при поперечном сканировании слоев ЯЭ. Наблюдавшиеся пары следов He или пары с более тяжелым фрагментом просматривались к вершине взаимодействия для находже-

ния остальных следов. В таблице представлено распределение основной статистики по топологии фрагментов с зарядом Z . Хотя имеется отличие от результатов поиска событий вдоль первичных следов [4], основная ветвь статистики $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He}$ наблюдается с той же эффективностью. Пример события когерентной диссоциации $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{HeH}$ («белая» звезда), не сопровождаемой рожденными мезонами и фрагментами мишени в широком конусе, представлен на рис. 1. В дальнейший анализ не включено небольшое число «белых» 3α -звезд, отнесенных к примеси пучка ядер ^{12}C .

Статистика канала диссоциации 3HeH , представляющая основной интерес, лидирует среди как «белых» звезд $N_{\text{ws}}(3\text{HeH})$, так взаимодействий с фрагментами мишени $N_{\text{tf}}(3\text{HeH})$. Для событий с фрагментами 3HeH и 3He , которые выглядят как реакция срыва нейтрона или протона с разрушением мишени, имеется существенное различие чисел N_{tf} . Их отношение равно $N_{\text{tf}}(3\text{HeH})/N_{\text{tf}}(3\text{He}) = 1,9 \pm 0,2$. Похожий канал 2HeH диссоциации изотопа ^{10}B , также лидирующий, был представлен числом звезд обоих типов: $N_{\text{ws}}(2\text{HeH}) = 103$ (76% N_{ws}) и $N_{\text{tf}}(2\text{HeH}) = 182$ (48% N_{tf}), а отношение составляет $N_{\text{tf}}(2\text{HeH})/N_{\text{tf}}(2\text{He}) = 182/89$ или $2,1 \pm 0,3$ [5].

Распределение «белых» звезд N_{ws} и периферических взаимодействий с фрагментами мишени N_{tf} по числу релятивистских фрагментов N_Z с зарядом Z

Параметр	ΣZ					
	6		7			
$N_{Z>2}$	—	—	1	—	—	—
$N_{Z=2}$	3	2	2	2	3	3
$N_{Z=1}$	—	2	—	3	1	—
N_{ws}	11	9	9	16	59	—
N_{tf}	90	138	11	81	167	90

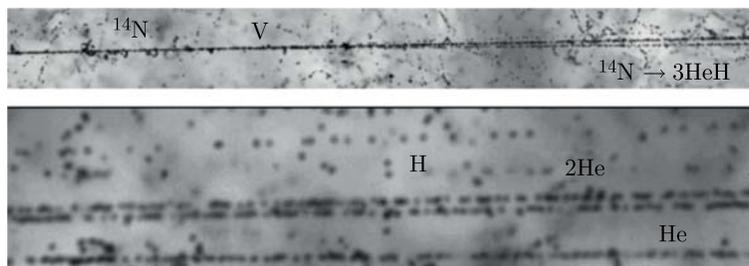


Рис. 1. Макрофотография когерентной диссоциации ядра ^{14}N с импульсом 2,9А ГэВ/с; размер зерна не более 0,5 мкм. На верхней фотографии слева виден первичный след ^{14}N , сопровождаемый короткими следами δ -электронов; отмечено положение вершины с резким снижением ионизации (V). При 1 мм в направлении струи фрагментов их следы различимы (нижнее фото); узкая пара 2He отвечает распаду ^8Be

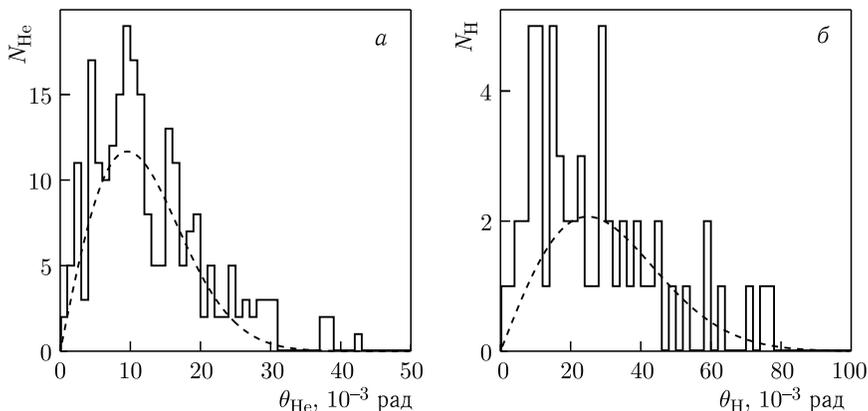


Рис. 2. Распределения фрагментов из диссоциации ${}^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} + \text{H}$ по полярным углам θ_{He} (а) и θ_{H} (б); штриховые кривые — распределение Рэлея

Приведенные отношения могут быть использованы для проверки детальных расчетов структуры этих ядер.

С целью реконструкции распадов нестабильных ядер наиболее прецизионным координатным методом на описанной статистике начаты измерения планарных и глубинных углов следов релятивистских фрагментов. К настоящему времени измерения выполнены в 60 событиях 3HeH , включая 14 «белых» звезд, и 20 событиях 3He со следами в широком конусе. На этой основе вычисляются полярные углы этих следов относительно первичных θ_{He} и θ_{H} . Их распределения, представленные на рис. 2, описываются распределением Рэлея со значениями параметра $\sigma_{\theta_{\text{He}}} = (9,6 \pm 0,5)$ мрад и $\sigma_{\theta_{\text{H}}} = (25 \pm 9)$ мрад.

ИДЕНТИФИКАЦИЯ НЕСТАБИЛЬНЫХ СОСТОЯНИЙ

Угловые измерения позволяют анализировать относительные углы между следами. Распределение комбинаций пар α -частиц по относительному пространственному углу $\Theta_{2\text{He}}$ в событиях ${}^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He}$ (в том числе $+\text{H}$) представлено на рис. 3. В области $\Theta_{2\text{He}} < 6$ мрад среднее значение составляет $\langle \Theta_{2\text{He}} \rangle = (3,2 \pm 0,4)$ мрад при RMS 2,2 мрад. Согласно распределению она соответствует распадам основного состояния ${}^8\text{Be}$ области наименьших значений инвариантной массы α -пар $Q_{2\alpha}$ (рис. 4). Для 30 событий, удовлетворяющих условию $Q_{2\alpha}({}^8\text{Be}) < 0,2$ МэВ, среднее значение $\langle Q_{2\alpha} \rangle$ составило (77 ± 9) кэВ при RMS 56 кэВ. На этой основе вклад ядер ${}^8\text{Be}$ среди событий ${}^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He}$ составляет $(38 \pm 7)\%$ и $(45 \pm 9)\%$ в канале ${}^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha + \text{H}$.

В распределении по инвариантной массе всех $2\alpha p$ -троек (рис. 5) наблюдается группировка при наименьших значениях $Q_{2\alpha p}$. В области $Q_{2\alpha p}({}^9\text{B}) < 0,5$ МэВ среднее значение $\langle Q_{2\alpha p} \rangle$ для 16 событий составляет

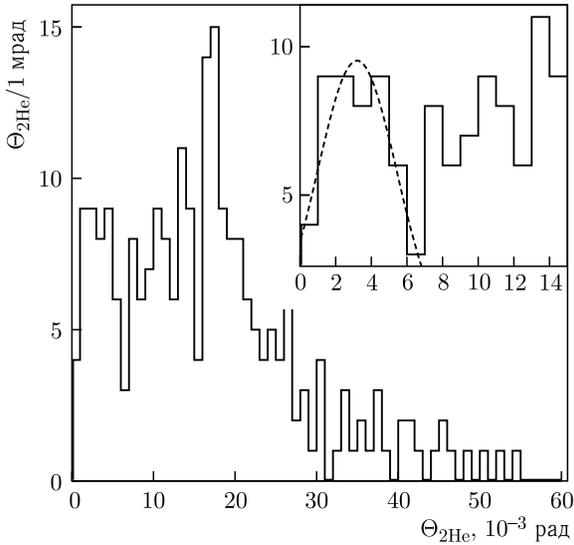


Рис. 3. Распределение по относительному пространственному углу Θ_{2He} для комбинаций пар α -частиц в событиях $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha (+\text{H})$; на вставке — увеличенная область наименьших значений Θ_{2He} ; штриховая кривая — аппроксимация функцией Гаусса

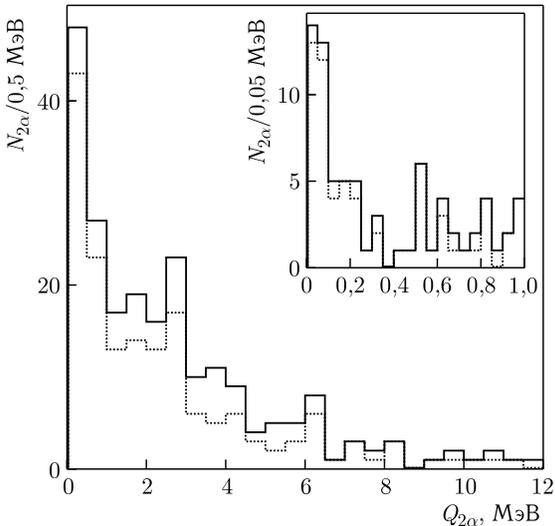


Рис. 4. Распределение по инвариантной массе $Q_{2\alpha}$ всех 2α -пар в событиях $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha$ (сплошная гистограмма), включая 60 событий $^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha p$ (пунктирная); на вставке — увеличенная область наименьших значений $Q_{2\alpha}$

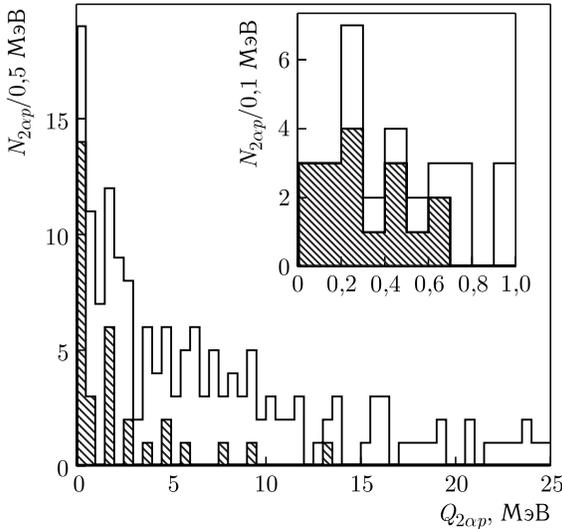


Рис. 5. Распределение по инвариантной массе $Q_{2\alpha p}$ всех $2\alpha p$ -троек в событиях ${}^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{HeH}$ (сплошная гистограмма), включая ${}^{14}\text{N} \rightarrow \alpha {}^8\text{Be} p$ (заштрихованная гистограмма); на вставке — увеличенная область наименьших значений $Q_{2\alpha p}$

(262 ± 28) кэВ при RMS 120 кэВ, что позволяет идентифицировать их как распады ${}^9\text{В}$. Строгое условие $Q_{2\alpha}({}^8\text{Be}) < 0,2$ МэВ сокращает их число до 13, что несущественно. Таким образом, вклад распадов ${}^9\text{В}$ в диссоциацию ${}^{14}\text{N} \rightarrow 3\alpha p$ составляет (22 ± 9)%, а в распады ${}^8\text{Be}$ — (53 ± 16)%. Такой вклад в диссоциацию ядер ${}^{10}\text{B} \rightarrow 2\alpha p$ равен (8 ± 2)% ($26/315$) и (45 ± 11)% ($26/58$) соответственно [2].

Обращает на себя внимание факт заметного роста вклада ${}^9\text{В}$ при переходе от $2\alpha p$ к $3\alpha p$ ансамблей с соответствующим ростом комбинаций

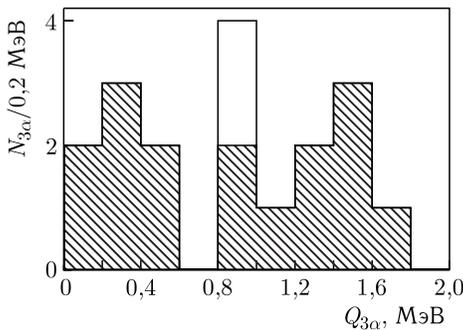


Рис. 6. Распределение в области наименьших значений инвариантной массы $Q_{3\alpha}$ для всех 3α -троек в событиях ${}^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He}$ (сплошная гистограмма), включая ${}^{14}\text{N} \rightarrow \alpha {}^8\text{Be}$ (заштрихованная гистограмма)

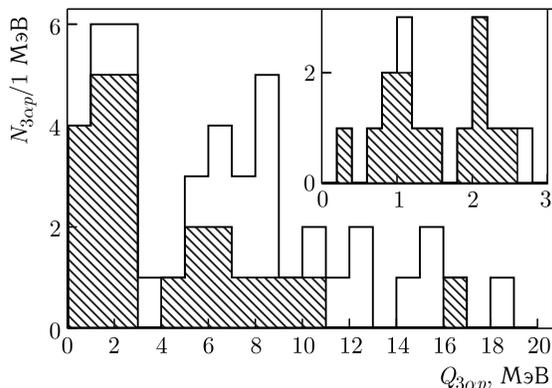


Рис. 7. Распределение по инвариантной массе $Q_{3\alpha p}$ всех $3\alpha p$ -четверок в событиях $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He}n$ (сплошная гистограмма), включая $^{14}\text{N} \rightarrow \alpha^8\text{Be}p$ (заштрихованная гистограмма); на вставке — увеличенная область наименьших значений $Q_{3\alpha p}$

$2\alpha p$ при сохранении отношения числа ^8Be и ^9Be . Подобное поведение отмечалось при изучении HS [2]. Увеличение 3α -комбинаций в $^{16}\text{O} \rightarrow 4\alpha$ приводит к заметному росту вклада распадов HS, а отношение выходов ^8Be и HS проявляет приблизительное постоянство.

В распределении по инвариантной массе всех 3α -троек (рис. 6) условию $Q_{3\alpha}(\text{HS}) < 0,7$ МэВ удовлетворяют 7 событий с $\langle Q_{3\alpha} \rangle = (328 \pm \pm 60)$ кэВ при RMS 158 кэВ. Из них 2 события $3\text{He}n$ также можно отнести к распадам ^9Be . Вклад распадов HS в распады ^8Be оценивается в $(23 \pm 10)\%$. Не позволяя обсуждать образование резонанса, малое число $3\alpha p$ -четверок с малой инвариантной массой $Q_{3\alpha p}$ мотивирует наращивание статистики (рис. 7).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Представлен анализ диссоциации ядра ^{14}N в отношении вклада нестабильных ядер ^8Be и ^9Be . Первичные данные по топологии лидирующих каналов для обоих ядер ^{10}B и ^{14}N указывают на отражение структурных особенностей ^{10}B в лидирующем канале $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} (+n)$. Определен вклад ^8Be и ^9Be в диссоциацию ^{14}N . Новой особенностью стала идентификация распадов HS в диссоциации $^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} (+n)$, что расширяет представление об универсальности HS, ранее установленной для диссоциации ядер ^{12}C и ^{16}O . Распадам HS отвечает примерно еще четверть распадов ^8Be , не связанных с распадами ^9Be .

В основе сходства топологии диссоциации ядер ^{10}B и ^{14}N в области предельной фрагментации лежит сходство их структурных особенностей. Примерно равные отношения числа событий с образованием фрагментов мишени $^{14}\text{N}(^{10}\text{B}) \rightarrow 3(2)\text{He}$ универсальным образом определяются выби-

ванием внешних нейтронов и протонов. Пространственное распределение внешних нейтронов для обоих ядер представляется вдвое более широким, чем для внешних протонов.

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что распадам ${}^9\text{В}$ отвечает не более половины распадов ${}^8\text{Ве}$, причем отношение их числа примерно совпадает в лидирующих каналах ${}^{14}\text{N}({}^{10}\text{В}) \rightarrow 3(2)\text{HeH}$. В случае когерентной диссоциации ядра ${}^{10}\text{С} \rightarrow 2\alpha 2p$ совпадение распадов ${}^8\text{Ве}$ и ${}^9\text{В}$ было полным, а их вклад составил 30% [1]. Ранее было установлено неожиданно большое отношение вероятности когерентной диссоциации ${}^{10}\text{В}$ по зеркальным каналам ${}^9\text{Вn}$ и ${}^9\text{Вp}$, составившее 6 ± 1 [6]. Представляется, что само ядро ${}^9\text{Ве}$ в основном состоянии отсутствует как ингредиент ${}^{10}\text{В}$ и ${}^{14}\text{N}$, а вместо него присутствует разреженная ядерно-молекулярная структура ${}^8\text{Вen}$. В то же время основное состояние ${}^9\text{В}$ представляет такую структуру изначально. Будучи связанным, ядро ${}^8\text{Ве}$ играет роль основы в обоих случаях. Приписывая половину распадов ${}^8\text{Ве}$ структуре ${}^8\text{Вen}$, можно было бы восстановить зеркальную симметрию и объяснить лидирование каналов $3(2)\text{He}$. Поскольку релятивистские эксперименты с нейтронами затруднительны, эта гипотеза заслуживает проверки в низкоэнергетической области.

В заключение отметим, что необходимо и возможно трехкратное увеличение статистики измеренных событий ${}^{14}\text{N} \rightarrow 3\text{He} (+\text{H})$, в особенности в отношении поиска резонансных состояний $3\alpha p$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Zarubin P. I.* "Tomography" of the Cluster Structure of Light Nuclei via Relativistic Dissociation // Lect. Notes in Phys. Clusters in Nuclei. 2014. V. 875, No. 3. P. 51; doi: 10.1007/978-3-319-01077-9_3.
2. *Artemenkov D. A., Bradnova V., Chernyavsky M. M., Firu E., Haiduc M., Kornegrutsa N. K., Malakhov A. I., Mitsova E., Neagu A., Peresadko N. G., Rusakova V. V., Stanoeva R., Zaitsev A. A., Zarubin P. I., Zarubina I. G.* Unstable States in Dissociation of Relativistic Nuclei // Eur. Phys. J. A. 2020. V. 56. P. 250; doi: 10.1140/epja/s10050-020-00252-3.
3. *Ajzenberg-Selove F.* Energy Levels of Light Nuclei $A = 5-10$ // Nucl. Phys. A. 1988. V. 490. P. 1-225; TUNL Nuclear Data Evaluation Project: www.tunl.duke.edu/NuclData/.
4. *Щедрина Т. В., Браднова В., Вокал С., Вокалова А., Зарубин П. И., Зарубина И. Г., Коваленко А. Д., Малахов А. И., Орлова Г. И., Рукояткин П. А., Русакова В. В., Хайдук М., Харламов С. П., Чернявский М. М.* Периферические взаимодействия релятивистских ядер ${}^{14}\text{N}$ с ядрами фотоэмульсии // ЯФ. 2007. Т. 70. С. 1271-1275; *Shchedrina T. V., Bradnova V., Vokal S., Vokalova A., Zarubin P. I., Zarubina I. G., Kovalenko A. D., Malakhov A. I., Orlova G. I., Rukoyatkin P. A., Rusakova V. V., Haiduc M., Kharlamov S. P., Chernyavsky M. M.* Peripheral Interactions of Relativistic ${}^{14}\text{N}$ Nuclei with Emulsion Nuclei // Phys. Atom. Nucl. 2007. V. 70. P. 1230-1234; doi: 10.1134/S1063778807070149; arXiv: nucl-ex/0605022.

5. Зайцев А. А., Артеменков Д. А., Браннова В., Зарубин П. И., Зарубина И. Г., Камтабеков Р. Р., Корнегруца Н. К., Маматкулов К. З., Мицова Е. К., Неагу А., Рукояткин П. А., Русакова В. В., Саркисян В. Р., Станоева Р., Гайдук М., Фиру Э. Диссоциация релятивистских ядер ^{10}B в ядерной эмульсии // ЭЧАЯ. 2017. Т. 48. С. 919–924;
Zaitsev A. A., Artemenkov D. A., Bradnova V., Zarubin P. I., Zarubina I. G., Kattabekov R. R., Kornegrutsa N. K., Mamatkulov K. Z., Mitsova E. K., Neagu A., Rukoyatkin P. A., Rusakova V. V., Sarkisyan V. R., Stanoeva R., Haiduc M., Firu E. Dissociation of Relativistic ^{10}B Nuclei in Nuclear Track Emulsion // *Phys. Part. Nucl.* 2017. V. 48. P. 960–963; doi: 10.1134/S1063779617060612.
6. *Artemenkov D. A., Mamatkulov K. Z., Kharlamov S. P., Zaitsev A. A., Zarubin P. I.* Recent Findings in Relativistic Dissociation of ^{10}B and ^{12}C Nuclei // *Few-Body Syst.* 2017. V. 58. P. 89.