Письма в ЖЭТФ, том 98, вып. 11, с. 747 – 751

Обнаружение легких нейтронных ядер в делении ^{238}U α-частицами методом активации изотопа ^{27}Al

Б. Г. Новацкий, С. Б. Сакута[1)], *Д. Н. Степанов*

Национальный исследовательский центр "Курчатовский институт", 123182 Москва, Россия

Поступила в редакцию 30 октября 2013 г.

Методом наведенной активности с образцом ^{27}Al проведен поиск легких ядерно-стабильных мультинейтронов среди продуктов деления ^{238}U α-частицами с энергией 62 МэВ. Их детектирование осуществлялось по характерным γ-квантам, излучаемым ядрами из цепочки β-распадов $^{28}\mathrm{Mg} \to {}^{28}\mathrm{Al} \to {}^{28}\mathrm{Si}$. Материнское ядро ^{28}Mg могло образоваться в процессе $^{27}\mathrm{Al} + {}^{x}n \to {}^{28}\mathrm{Mg} + p(x-2)n$. В γ-спектрах облученного образца наблюдались линии с энергиями квантов 1342 и 1779 кэВ, сопровождающих β-распад ядер ^{28}Mg и ^{28}Al соответственно. Спад активности в пределах точности измерений совпадает с периодом полураспада $T_{1/2} \sim 21$ ч ^{28}Mg, что определенно свидетельствует об обнаружении ядерно-стабильных мультинейтронов ^{x}n с $x \geq 6$.

DOI: 10.7868/S0370274X13230033

1. Введение. Проблема стабильности ядер, состоящих из одних нейтронов, давно является объектом интенсивных экспериментальных и теоретических исследований. Это и понятно. Открытие нейтронных ядер или хотя бы долгоживущих нейтронных кластеров имело бы революционное значение для всей ядерной физики. Оно повлекло бы за собой кардинальное изменение наших представлений о нуклон-нуклонном взаимодействии с далеко идущими последствиями не только для ядерной физики, но и для других областей науки, в частности астрофизики. Нашло бы оно и практическое применение с появлением возможности накопления нейтронной материи.

Хорошо известно, что два нейтрона не образуют связанной ядерной системы. Подавляющее большинство экспериментальных исследований указывает на нестабильность и систем из 3 и 4 нейтронов. Теоретические предсказания также не дают оснований надеяться на их стабильность. Однако это совсем не означает, что не могут существовать ядра с бóльшим числом нейтронов. Дело в том, что в теоретических подходах, как правило, используются потенциалы NN-взаимодействия, полученные для описания свойств ядер, лежащих в долине стабильности. Не исключено, что можно найти варианты, которые в корне изменят сложившиеся представления. Как уже отмечалось, совсем небольшие изменения NN-потенциала, которые никак не повлияют на предсказания свойств стабильных ядер, могут связать системы с массой около 100 [1] или даже 1000 [2]. С другой стороны, было показано [3], что без сил гравитации нельзя обеспечить необходимую энергию связи для систем, подобных нейтронным звездам с числом нейтронов около 10^{57}.

На возможную ядерную стабилизацию системы из шести нейтронов указывает зависимость энергии связи валентных нейтронов в изотопах гелия ^{5}He–^{10}He от числа нейтронов. Два валентных нейтрона в четных ядрах ^{6}He и ^{8}He связаны ($\varepsilon = 0.97$ и 2.13 МэВ соответственно), но уже ^{10}He неустойчив на 1.2 МэВ [4]. Подобная тенденция имеет место и для нечетных изотопов ^{5}He, ^{7}He и ^{9}He. Если ^{5}He нестабилен на 0.735 МэВ, то ^{7}He и ^{9}He недосвязаны всего на 0.46 и 0.1 МэВ соответственно. Увеличение энергии связи ядра ^{8}He, более обогащенного нейтронами, чем ^{6}He, можно объяснить полностью заполненными оболочками $1s_{1/2}$ и $1p_{3/2}$, т.е. магическим числом 6, а не 2 и 8, как это наблюдается у обычных ядер.

Таким образом, отрицательный результат многочисленных поисков ядер ^{2}n–^{4}n [5–9] не исключает существования более тяжелых нейтронных кластеров.

В предыдущей работе [10] нами сообщалось о возможном обнаружении ядерно-стабильных мультинейтронов ^{x}n с массовым числом $x \geq 6$ среди продуктов деления ^{238}U α-частицами. Идентификация мультинейтронов осуществлялась посредством активации ими изотопа ^{88}Sr с образованием β-активного изотопа ^{92}Sr с периодом полураспада $\sim$2.66 ч и регистрации γ-квантов с энергией 1384 кэВ дочернего ядра ^{92}Y: $^{88}\mathrm{Sr} + {}^{x}n \to (x-4)n + {}^{92}\mathrm{Sr} \to {}^{92}\mathrm{Y}$. Для

[1)] e-mail: sbsakuta@mail.ru

подтверждения этого результата в настоящей работе в тройном делении ^{238}U, вызываемом α-частицами, проведен поиск нейтронных кластеров ^6n, ^8n и т.д. с активацией другого изотопа, а именно ^{27}Al.

2. Постановка и методика эксперимента. Поиски мультинейтронов, представляющих собой слабосвязанные экзотические ядерные системы, требуют больших энергий бомбардирующих частиц, так как все реакции (кроме деления), в которых возможно образование нейтронных ядер, сильно эндотермичны. Эндотермичность реакций увеличивается с увеличением массы искомого нейтронного ядра. Нами был выбран "удобный" источник мультинейтронов – деление α-частицами ^{238}U, кинетическая энергия разлета осколков которого при энергии α-частиц в десятки МэВ существенно превышает кулоновский барьер. Хорошо известно, что, помимо деления на два осколка, в $\sim 1\%$ случаев наблюдается тройное деление урана с выходом легких ядер (водорода, гелия, лития и т.д.), среди которых имеются изотопы, сильно обогащенные нейтронами [11]. Поэтому если допустить, что нейтронные кластеры ядерно-стабильны, то возможен и их вылет с энергией ~ 1 МэВ/нейтрон.

В настоящем эксперименте поиск нейтронных ядер среди продуктов деления урана проводился активационным методом по образованию β-активного ядра ^{28}Mg при взаимодействии мультинейтронов с ядрами ^{27}Al. Ядра ^{28}Mg могут возникать либо при испарении валентного протона и $x-2$ нейтронов из составного ядра $^{27+x}$Al, либо в прямом процессе передачи двух нейтронов и срыва одного протона из ^{27}Al: $^{27}\mathrm{Al}(^xn, p(x-2)n)^{28}\mathrm{Mg}$.

Первичная мишень (фольга ^{238}U толщиной 160 мкм), установленная в центре камеры рассеяния, облучалась α-частицами с энергией 62 МэВ, ускоренными на циклотроне НИЦ "Курчатовский институт". Для отвода тепла от фольги урана использовалось водяное охлаждение.

Вторичными мишенями служили образцы металлического алюминия. Их выбор диктовался следующими соображениями. Во-первых, ^{27}Al является моноизотопом высокой химической чистоты (99.99%). Это минимизирует возможный фон за счет других реакций на примесях в мишени. Во-вторых, изотоп ^{28}Mg (например, в случае ^6n, мог бы образоваться в выходных каналах $p4n$, $d3n$, $t2n$ с энергиями реакций $Q = +6.68$, $+8.9$ и $+15.61$ МэВ соответственно) имеет удобный для измерений период полураспада (20.915 ч) и оптимальные для регистрации γ-линии с энергиями 1342 кэВ (54%) и 1779 кэВ (100%), испускаемыми ядрами из цепочки β-распадов $^{28}\mathrm{Mg} \to \to {}^{28}\mathrm{Al} \to {}^{28}\mathrm{Si}$. В-третьих, ожидалось, что в ядерном взаимодействии $^{27}\mathrm{Al} + {}^xn$ будет облегчен подхват валентного протона мишени налетающим мультинейтроном, а два нейтрона будут передаваться в виде квазисвязанного кластера ^2n.

Хорошо известно, что сечение экзотермических реакций с нейтральной налетающей частицей ведет себя как $\sigma \sim (Q/E)^{1/2}$ (закон $\sim 1/v$). Таким образом, в тепловой области сечения экзотермических реакций с нейтральными частицами велики (они составляют тысячи барн). Поэтому оказывается привлекательной идея замедления мультинейтронов до энергий в несколько кэВ, когда сечения резонансных реакций ^xn на ядрах достигают 10^3 барн. Эффект замедления ^6n в алюминии будет сравним с замедлением нейтронов на легчайших ядрах, таких, как гелий и литий. На рис. 1 показаны энергии ^6n, рассеянных на различных ядрах, в зависимости от угла рассеяния. Так как процесс диссоциации ^6n эндотермичен (если ^6n ядерно-стабилен), при энергиях ниже $\varepsilon(^6n)(1 + 6/A)$ его развал невозможен. Поэтому "быстрое" замедление за минимальное число столкновений позволит снизить энергию ^6n до пороговой, существенно уменьшив вероятность развала на самом алюминии.

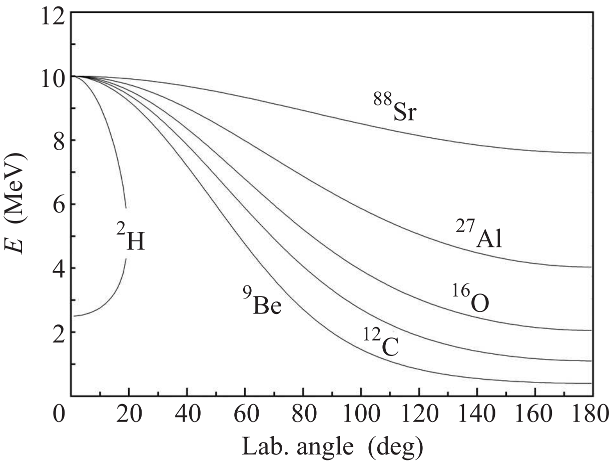

Рис. 1. Угловая зависимость энергий ^6n, рассеянных на различных ядрах от дейтерия до стронция

3. Процедура и результаты измерений. Образец алюминия массой 2.8 г помещался в герметичный контейнер, устанавливаемый в вакуумную камеру рассеяния вблизи урановой мишени под углом 20° относительно падающего пучка α-частиц. Телесный угол последнего составлял $5 \cdot 10^{-2}$ ср. Контейнер имел вакуум-плотное входное окно из каптона диаметром 30 мм и толщиной 0.1 мм. Для подавления фона рассеянных α-частиц и тритонов из реакции $^{238}\mathrm{U}(\alpha, t)$, а также других заряженных частиц

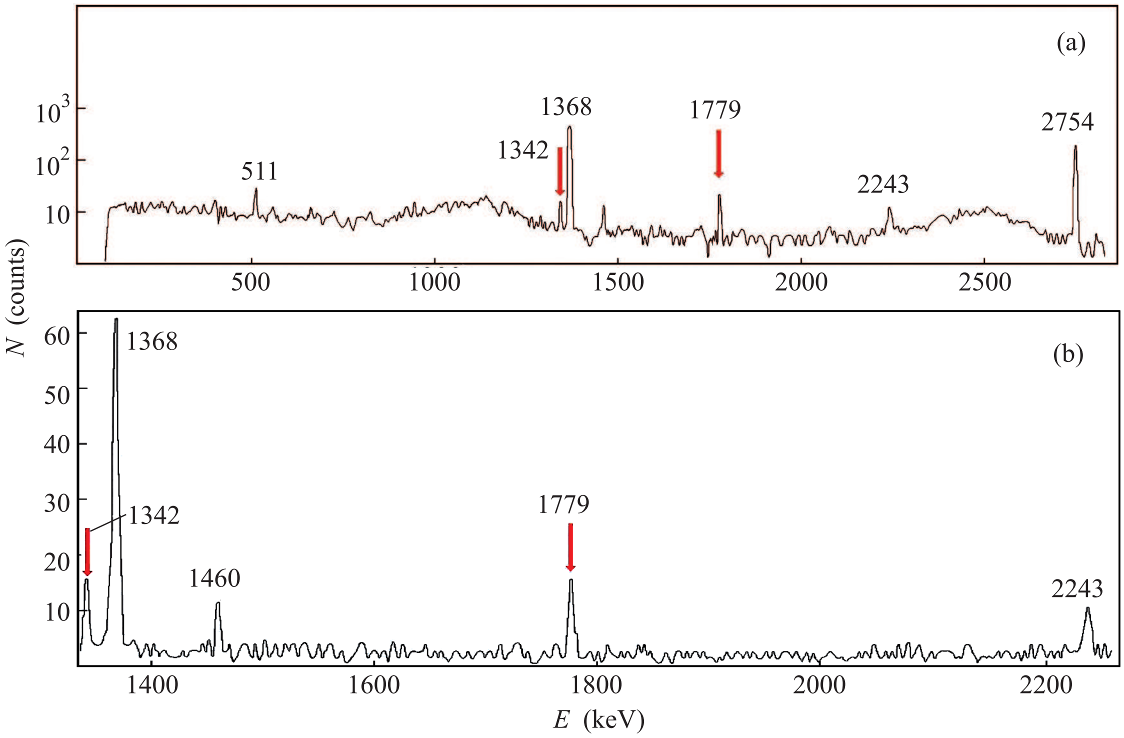

Рис. 2. (a) – Энергетический спектр γ-квантов активируемого образца ^{27}Al, облученного продуктами вынужденного деления ^{238}U α-частицами. (b) – Выделенный участок γ-спектра в диапазоне энергий 1330–2250 кэВ. Стрелками отмечены γ-линии, сопровождающие β-распад ядер ^{28}Mg (1342 кэВ) и ^{28}Al (1779 кэВ)

перед образцом алюминия устанавливался дополнительный фильтр из бериллия толщиной 1 мм. Облучение продолжалось 6–7 ч при токе ионов гелия $\sim$1мкА. Из-за большой активности в кабине перенос облученных образцов и непосредственная работа с ними начинались через полчаса после облучения.

Регистрация γ-лучей проводилась на установке “низкофоновый γ-спектрометр” с детектором из сверхчистого Ge объемом 120 см^3. Для уменьшения влияния гамма-фона от космического излучения и подавления комптоновского рассеяния детектор помещался в пассивную (свинец толщиной 10 см) и активную (кольцевой кристалл NaJ(Tl) размером 30×30 см^2) защиты. Энергетическое разрешение по линии ^{60}Co ($E = 1333$ кэВ) составляло 2.3 кэВ.

Выбор оптимальных активируемых мишеней и реакций с искомыми мультинейтронами оказался далеко не однозначным. Так, исследования с различными изотопами, включающими легкие (^{19}F–^{33,34}S), средние (^{45}Sc–^{130}Te) и тяжелые (^{208}Pb–^{209}Bi) ядра, установили их непригодность в качестве идентификационных реакций передачи двух или трех нейтронов из-за мешающего вклада двухстадийных процессов $(n,t)(t,p)$ или $(n,\alpha)(\alpha,2p)$ на вторичных мишенях, идущих в интенсивных потоках быстрых нейтронов и имитирующих образование искомых γ-излучателей в реакциях с мультинейтронами. Наиболее приемлемой мишенью оказалось ядро ^{27}Al. В этом случае единственным фактором, мешающим надежной идентификации γ-лучей из цепочки ядер $^{28}\mathrm{Mg} \to {}^{28}\mathrm{Al} \to {}^{28}\mathrm{Si}$, образующихся в ядерном взаимодействии $^{27}\mathrm{Al}+{}^{x}n$, являются интенсивные γ-линии изотопа ^{24}Na с энергиями $E = 1368$ и 2754 кэВ из реакции ^{27}Al (n,α) ^{24}Na ($Q = -3.13$ МэВ) и соответствующая этим линиям комптоновская подложка. Из-за интенсивного потока нейтронов выход ^{24}Na был очень большим. Это препятствовало наблюдению γ-линий, сопровождающих β-распады ядер из цепочки $^{28}\mathrm{Mg} \to {}^{28}\mathrm{Al} \to {}^{28}\mathrm{Si}$.

Для уменьшения паразитного фона γ-лучей изотопа ^{24}Na нами была разработана методика диффузионной очистки облученных образцов алюминия, которая оказалась более эффективной и простой, чем стандартные методы радиохимии. Активационные образцы помещались на танталовую фольгу толщиной 100 мкм, покрытую тонким (в несколько микрон) слоем углерода, в вакуумную камеру. Через танталовую фольгу, зажатую двумя электродами, пропускался ток, нагревающий образцы до $\sim$800 °C. В течение 10–20 мин расплавленный алюминий нахо-

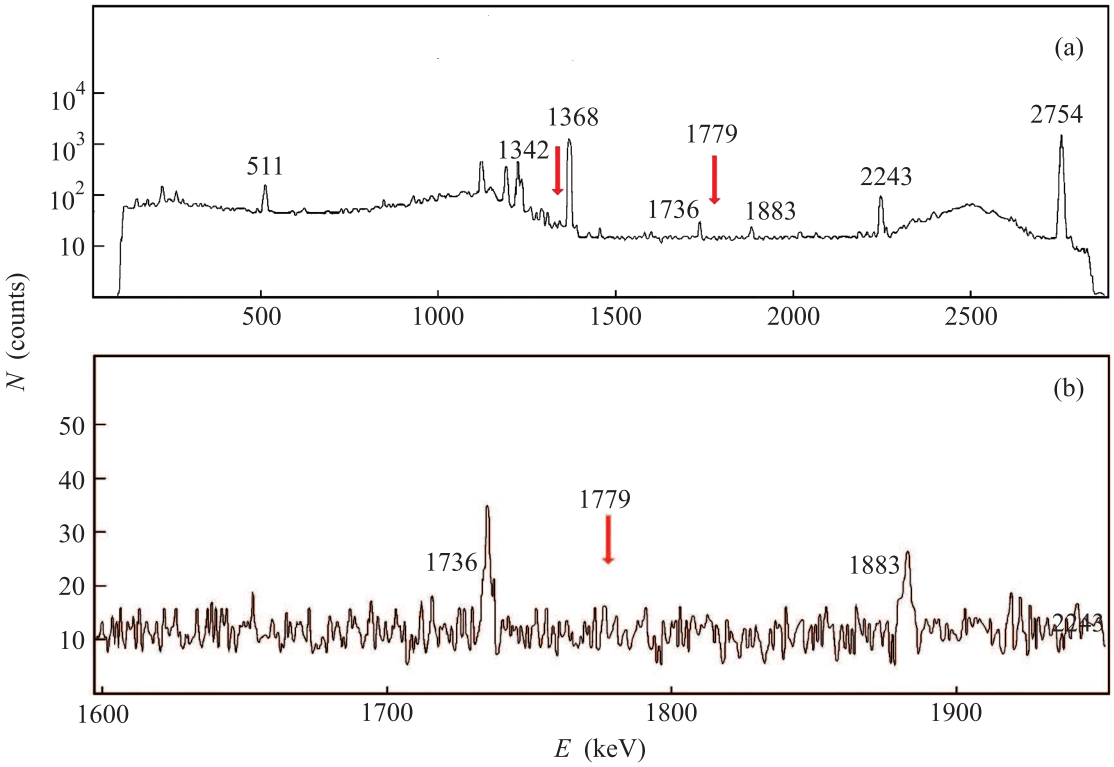

Рис. 3. (a) – Измеренный спектр γ-квантов образца ^{27}Al, облученного (без урановой мишени) интенсивным нейтронным потоком из реакции Xe $+ p$ при $E_p = 32$ МэВ и подвергнутого диффузионной очистке. (b) – Выделенный участок γ-спектра в диапазоне энергий 1600–2000 кэВ. Стрелками отмечены ожидаемые положения линий 1342 и 1779 кэВ

дился в электростатическом поле $V = -400$ В, создаваемом электродом, расположенным на расстоянии 2 см над образцами. За это время большая часть атомов натрия уходила на поверхность и покидала образец. После охлаждения образцы извлекались из камеры и переносились на установку "низкофоновый спектрометр" для измерений.

На рис. 2a показан спектр γ-квантов облученного образца ^{27}Al, измеренный на Ge-спектрометре после процедуры диффузионной очистки. Калибровка спектра осуществлялась по γ-линиям $E = 1368$ и 2754 кэВ изотопа ^{24}Na. На рис. 2b в линейном масштабе приведен выделенный участок этого спектра. Стрелками на рисунках отмечены положения линий 1342 кэВ (^{28}Al) и 1779 кэВ (^{28}Si). Время набора спектра составляло $2 \cdot 10^4$ с. Измерения до диффузии и после показали уменьшение интенсивностей пиков 1368 и 2754 кэВ в $(1-2) \cdot 10^2$ раза. Фон в области линий 1342 и 1779 кэВ снизился в 10^3 раз. Таким образом, методика диффузионной очистки плюс включенная схема антикомптоновского подавления позволили надежно выделить искомые линии спектра с $E_\gamma = 1342$ и 1779 кэВ цепочки $^{28}\mathrm{Mg} \to {}^{28}\mathrm{Al} \to {}^{28}\mathrm{Si}$. Надо подчеркнуть, что без очистки облученного образца от натрия наблюдать указанные линии было бы невозможно. Сечение выхода ^{28}Mg под углом 20° при облучении ^{238}U α-частицами составило $8 \cdot 10^{-1}$ мб.

Для исключения влияния на результат измерений γ-лучей, сопутствующих ^{28}Mg, и паразитных реакций на образце алюминия за счет нейтронов, возникающих в столкновениях α-частиц с ядрами урана в реакции (α, n), было проведено дополнительное исследование с облучением образца более интенсивным потоком нейтронов. Последний был получен при бомбардировке толстой ксеноновой мишени протонами с энергией 32 МэВ. В этом случае интегральный поток нейтронов оказался в 15 раз выше, чем в эксперименте с урановой мишенью. Спектр облученного образца, измеренный после очистки от натрия, показан на рис. 3a и b. Отметим, что в отличие от спектра, показанного на рис. 2, здесь отсутствуют линии $E_\gamma = 1342$ и 1779 кэВ. Таким образом, полученные результаты исключают образование цепочки изотопов $^{28}\mathrm{Mg} \to {}^{28}\mathrm{Al} \to {}^{28}\mathrm{Si}$ при облучении алюминия нейтронами из реакции $^{238}\mathrm{U}(\alpha, n)$.

4. Заключение. Итак, в настоящей работе методом активации проведен поиск ядерно-стабильных мультинейтронов среди продуктов тройного деления

^{238}U α-частицами с энергией 62 МэВ. Индикатором нейтронных ядер служила цепочка β-радиоактивных изотопов $^{28}\mathrm{Mg} \to {}^{28}\mathrm{Al} \to {}^{28}\mathrm{Si}$. Материнское ядро ^{28}Mg с периодом полураспада 20.915 ч могло образоваться в этой цепочке при взаимодействии мультинейтронов с ядрами вторичной мишени ^{27}Al: $^{27}\mathrm{Al} + {}^{x}n \to {}^{28}\mathrm{Mg} + (x-2)np$. В спектрах облученного образца ^{27}Al (после его диффузионной очистки от натрия) наблюдались линии, соответствующие энергиям 1342 и 1779 кэВ γ-квантов, испускаемых при β-распаде ядер ^{28}Mg и ^{28}Al. Спад интенсивности указанных линий в пределах точности измерений соответствует известному периоду полураспада ^{28}Mg ($T_{1/2} = 20.915$ ч). Таким образом, настоящие измерения подтверждают результаты предыдущей работы [10]. В указанной работе исследовалась возможная эмиссия мультинейтронов при тройном делении ^{238}U по испусканию характерных γ-квантов с энергией 1384 кэВ при активации образца стронция в процессе $^{88}\mathrm{Sr} + {}^{x}n \to (x-4)n + {}^{92}\mathrm{Sr} \to {}^{92}\mathrm{Y}$. Сравнение показало, что выход ^{28}Mg при взаимодействии мультинейтронов с ^{27}Al на порядок выше выхода ^{92}Sr.

Результаты двух независимых экспериментов дают основания утверждать, что в тройном делении ^{238}U α-частицами вылетают ядерно-стабильные мультинейтроны (скорее всего, $6n$). В дальнейшем планируется улучшить статистику измерений за счет увеличения интенсивности пучка и времени облучения образцов.

Мы благодарим К.А. Гриднева и Е.Ю. Никольского за плодотворные обсуждения результатов настоящей работы.

1. A. I. Baz and V. N. Bragin, Phys. Lett. B **39**, 599 (1972).
2. В. Я. Антонченко, В. Н. Брагин, И. В. Сименог, Письма в ЖЭТФ **19**, 606 (1974).
3. В. И. Гольданский, Письма в ЖЭТФ **17**, 56 (1973).
4. A. A. Korsheninnikov, K. Yoshida, D. V. Aleksandrov, A. Aoi, Y. Doki, N. Inabe, M. Fujimaki, T. Kobayashi, H. Humagai, C.-B. Moon, E. Yu. Nikolky, M. M. Obuti, A. A. Ogloblin, A. Ozawa, S. Shimoura, T. Suzuki, I. Tanihata, Y. Watanabe, and M. Yanohura, Phys. Lett. B **326**, 31 (1994).
5. Д. В. Александров, Е. Ю. Никольский, Б. Г. Новацкий, С. Б. Сакута, Д. Н. Степанов, Письма в ЖЭТФ **81**, 49 (2005).
6. Д. В. Александров, Ю. А. Глухов, Е. Ю. Никольский, Б. Г. Новацкий, А. А. Оглоблин, Д. Н. Степанов, ЯФ **47**, 3 (1988).
7. D. R. Tilley, H. R. Weller, G. M. Hale, and H. H. Hasan, Nucl. Phys. A 541, 1 (1992).
8. D. R. Tilley, H. R. Weller, and H. H. Hasan, Nucl. Phys. A **474**, 1 (1987).
9. Д. В.Александров, Е. Ю. Никольский, Б. Г. Новацкий, Д. Н. Степанов, ЯФ **52**, 933 (1990).
10. Б. Г. Новацкий, Е. Ю. Никольский, С. Б. Сакута, Д. Н. Степанов, Письма в ЖЭТФ **96**(5), 310 (2012).
11. V. A. Rubchenya, W. H. Trzaska, and E. Vardaci, Int. J. Mod. Phys. E **18**, 830 (2009).